



Apport de la télédétection spatiale en infrarouge proche et moyen à la connaissance du milieu marin : relations entre le champ de température et le champ de courant, observations de l'état de surface et mesures de la vitesse du vent, la dynamique de la couche superficielle en mer
Ligure

Lucien Wald

► **To cite this version:**

Lucien Wald. Apport de la télédétection spatiale en infrarouge proche et moyen à la connaissance du milieu marin : relations entre le champ de température et le champ de courant, observations de l'état de surface et mesures de la vitesse du vent, la dynamique de la couche superficielle en mer Ligure. Océan, Atmosphère. Université du Sud Toulon Var, 1985. Français. NNT : . tel-00955230

HAL Id: tel-00955230

<https://theses.hal.science/tel-00955230>

Submitted on 5 Mar 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE de TOULON et du VAR

THESE
présentée en vue de l'obtention du

DOCTORAT D'ETAT ES-SCIENCES

par

Lucien WALD

SUJET :

APPORT DE LA TELEDETECTION SPATIALE EN INFRAROUGE PROCHE ET MOYEN
A LA CONNAISSANCE DU MILIEU MARIN :

RELATIONS ENTRE LE CHAMP DE TEMPERATURE ET LE CHAMP DE COURANT,
OBSERVATIONS DE L'ETAT DE SURFACE ET MESURES DE LA VITESSE DU VENT,
LA DYNAMIQUE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE EN MER LIGURE.

Soutenue le 28 juin 1985 devant la Commission d'examen

Président : Mr. P. BROCHE

Membres : MM. F. BLANC

M. COANTIC

M. CREPON

P.Y. DESCHAMPS

C. MILLOT

J.M. MONGET

F. RESCH

*Il vaut mieux chercher là
où il n'y a rien que de ne
rien trouver là où il y a
quelque chose.*

Confucius

REMERCIEMENTS

Je dédie cette thèse à Jean-Marie Monget et Michel Albuissou. C'est grâce à leurs efforts que j'ai pu réaliser les travaux présentés ici, ainsi que bien d'autres.

Je remercie Messieurs François Blanc, Pierre Broche, Michel Coantic et François Resch de leurs conseils et de leur participation à ce jury, et Messieurs Michel Crépon, Pierre-Yves Deschamps et Claude Millot de leur amitié, de leur aide et de leur attention.

Enfin, que toutes les personnes qui m'ont apporté leur soutien dans la réalisation de ce travail trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

SOMMAIRE

1. <u>PRESENTATION DE LA THESE</u>	9
2. <u>LE SIGNAL PROVENANT DE LA SURFACE DE LA MER. PERTURBATIONS DE CE SIGNAL PAR L'ATMOSPHERE. ANALYSE DES IMAGES INFRAROUGES SATELLITAIRES</u>	13
2.1 Quelques définitions.....	15
2.1.1 Quelques quantités fondamentales.....	16
2.1.2 Définition des paramètres de réflexion.....	17
2.2 La luminance provenant de la mer à 1 et 10 μm	21
2.2.1 La luminance de la mer dans l'infrarouge moyen (10 μm). ..	22
2.2.2 La luminance de la mer dans le proche infrarouge (1 μm) ..	23
2.3 Influence de l'état de la mer.....	26
2.3.1 Influence des vagues.....	26
2.3.2 Influence de l'écume à 1 μm	27
2.4 Température radiométrique et température à 1m de profondeur...	31
2.5 Influence de l'atmosphère.....	34
2.5.1 Cas du proche infrarouge (1 μm).....	34
2.5.2 Cas de l'infrarouge moyen (10-12 μm).....	37
2.5.3 Algorithmes de correction atmosphérique pour la	

température de la mer.....	40
2.6 Analyse d'une image satellitaire.....	43
3. <u>LE CALCUL DU CHAMP DE COURANT SUPERFICIEL A L'AIDE DE</u> <u>THERMOGRAPHIES.....</u>	47
3.1 Utilisation de l'équation de conservation de la chaleur.....	49
3.1.1 Principe.....	49
3.1.2 La résolution numérique.....	50
3.2 Résolution de l'équation de conservation de la chaleur dans le cas des tourbillons anticycloniques issus du Gulf Stream.....	53
3.2.1 Initialisation du modèle par des mesures in situ.....	53
3.2.2 Initialisation par la ligne de côte.....	56
3.3 Conclusion. Relations entre les champs de température et de courant.....	58
4. <u>LA MESURE DE L'ETAT DE SURFACE ET DU VENT A LA SURFACE DE LA MER</u> <u>A L'AIDE DU PROCHE INFRAROUGE (1 μm).....</u>	75
4.1 Le modèle de distribution de probabilité des pentes de vagues de Cox et Munk.....	78
4.2 La mesure de l'état de surface dans l'infrarouge proche (1 μ m)	81
4.3 La mesure du vent dans la zone de réflexion spéculaire.....	85

5. <u>LA DYNAMIQUE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE DE LA MER LIGURE.....</u>	97
5.1 Description de la circulation superficielle en mer Ligure.....	99
5.1.1 Caractéristiques générales.....	99
5.1.2 Les flux Ligure et ouest-corse.....	100
5.1.3 Le flux est-corse.....	100
5.2 Les causes actuellement avancées de cette circulation.....	108
5.2.1 Influence de la tension du vent.....	108
5.2.2 Influence du déficit en eau observé dans ce bassin.....	111
5.3 Instabilités dynamiques observées in situ.....	117
5.4 Instabilités observées par satellite.....	123
5.4.1 Observations de tourbillons et leur distribution spatiale durant l'été.....	133
5.4.2 Comparaison et complémentarité des observations satellitaires et in situ.....	137
5.5 Certains types d'instabilités et leur relation avec les observations.....	143
5.5.1 Instabilité barotrope.....	143
5.5.2 Instabilité barocline.....	143
5.5.3 Tourbillons de sillage.....	146
5.6 Résumé de l'apport des images satellitaires à la connaissance de la dynamique superficielle de la mer Ligure.....	148
6 <u>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....</u>	149

7. <u>BIBLIOGRAPHIE</u>	155
7.1 Bibliographie du chapitre 2.....	156
7.2 Bibliographie du chapitre 3.....	161
7.3 Bibliographie du chapitre 4.....	163
7.4 Bibliographie des chapitres 5 et 6.....	164
8. <u>PUBLICATIONS</u>	171
8.1 Distribution moyenne des structures thermiques horizontales en mer Ligure.....	173
8.2 Variabilité spatiale du champ thermique.....	179
8.3 Effet du mistral sur le courant Ligure.....	189
8.4 Mesure de l'état de surface de la mer.....	195
8.5 Mesure de la vitesse du vent.....	229
8.6 Ondes de basse fréquence en mer Ligure.....	239
 <u>ANNEXE 1 : CARACTERISTIQUES DES SATELLITES NOAA ET DES</u> <u>CAPTEURS AVHRR</u>	249
1. Les satellites NOAA.....	249
2. Les capteurs AVHRR.....	250
 <u>ANNEXE 2 : TRAITEMENT NUMERIQUE USUEL DES IMAGES SATELLITAIRES</u>	253
1. L'étalonnage du capteur AVHRR des satellites NOAA.....	254
2. Rectification géométrique.....	256

CHAPITRE 1

PRESENTATION DE LA THESE

La télédétection par satellite est maintenant considérée comme un outil indispensable de l'océanographie. En effet, les satellites permettent d'obtenir une vue quasi-instantanée de la surface océanique et de cartographier la répartition spatiale de nombreux paramètres marins. La détermination des champs de surface et de sub-surface de ces paramètres est de première importance, tant au plan de la recherche fondamentale qu'au plan de l'ingénierie marine.

Le but de cette thèse est de montrer quels peuvent être les apports des satellites d'observation de la Terre et plus particulièrement des satellites météorologiques de la série NOAA à la connaissance du milieu marin. Quelle est leur utilisation et leur contribution aux objectifs des diverses études océanographiques ? Ce travail prétend répondre partiellement à cette question. Il faut cependant souligner que l'utilisation de l'imagerie satellitaire n'est envisagée ici que sous l'aspect de la dynamique des océans.

Deux types d'information ont été utilisés : la température de la surface de la mer, mesurée dans l'infrarouge moyen (10 μm), et l'énergie réfléchie et rétrodiffusée par cette surface, mesurée dans la bande visible ou dans le proche infrarouge (1 μm).

Outre le positionnement, ces informations étaient les seules à faire l'objet d'un programme opérationnel, ce qui garantissait un certain flot de données de qualité à long terme et permettait de prévoir diverses approches aussi bien statistiques que ponctuelles. Ce programme est le programme NOAA de la série des satellites météorologiques défilants. Ces satellites ont, ou avaient, à bord un radiomètre VHRR (Very High Resolution Radiometer) pour les plus anciens, et à partir de TIROS N, un radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer, cf. annexe 1).

Cet ouvrage débute par une présentation du rayonnement observé (réflexion, émission). L'influence de l'état de la mer sur ce rayonnement est examinée puis les problèmes posés par la présence de l'atmosphère

entre l'océan et le capteur ou le soleil sont exposés. L'atmosphère atténue aussi bien le signal incident sur la surface de la mer que le signal en provenance de cette surface et également émet, réfléchit et diffuse un signal qui se superpose au signal océanique.

La température de la surface de la mer intervient dans plusieurs phénomènes océaniques. Cependant, d'un point de vue dynamique, la connaissance des structures et des gradients thermiques importe plus que celle de la valeur absolue de la température. Dans une thermographie, l'océanographe dynamique ne verra que la distribution spatiale du champ thermique. C'est pourquoi dans la plupart des cas les images satellitaires ne sont utilisées que pour les structures qui y figurent. Ceci est vrai et pour les thermographies, et pour les images d'énergie réfléchie. On verra par les nombreux exemples donnés que cette information de texture est suffisamment riche pour l'étude de la dynamique océanique. De plus n'étudier que la distribution spatiale des valeurs permet de s'affranchir de certaines des influences perturbatrices de l'atmosphère.

En dehors des deux premiers chapitres, cette thèse comporte trois volets.

Le premier (chapitre 3) aborde les relations entre les distributions spatiales de température et de courant de surface. Le courant superficiel peut être estimé à l'aide d'un couple de thermographies, soit par suivi de structures particulières, soit par résolution numérique de l'équation de conservation de la chaleur. Des exemples de calcul de courant sont donnés pour le courant Ligure, les tourbillons anticycloniques issus du Gulf Stream et les eaux au large de la côte est des Etats-Unis. D'autre part, les densités de variance de température calculées en fonction de l'échelle à partir des thermographies, sont comparées aux spectres d'énergie cinétique résultants de théories de turbulence bidimensionnelle.

Le second (chapitre 4) traite des images d'énergie réfléchie par la surface de la mer à partir desquelles sont évalués l'état d'agitation de

la mer et le champ de vitesse du vent. L'énergie reçue par le radiomètre est fonction de l'état de surface de la mer. Grâce à un modèle de distribution statistique des pentes des facettes de vagues, on examine le signal parvenant au radiomètre en fonction de l'état de surface et des géométries d'éclairement et d'observation, en s'attachant tout particulièrement aux cas des satellites SPOT et Landsat. Par ailleurs, on montre que le champ du module de la vitesse du vent à la surface de la mer peut être calculé à partir des images AVHRR à 1 μ m et qu'il se compare favorablement au champ obtenu d'après une carte d'isobares de surface.

Le troisième volet (chapitre 5) est une application des résultats des chapitres précédents à la connaissance de la dynamique de la couche superficielle de la mer Ligure. La circulation générale dans ce bassin et les influences du vent et de la variation spatiale du bilan hydrique sur cette circulation y sont discutées. Les variations et les instabilités du courant sont mises en relief. Les thermographies montrent tout particulièrement les dissymétries saisonnières nord-sud de la répartition spatiale des instabilités et de leur amplitude.

La conclusion est consacrée à la synthèse des apports de la télédétection à la connaissance du milieu marin mis en évidence par les travaux présentés. Ces apports sont plus particulièrement illustrés par l'exemple de la mer Ligure. Quelques projets d'études, nés des résultats des travaux présentés dans cette thèse, sont également présentés.

CHAPITRE 2

LE SIGNAL PROVENANT DE LA SURFACE DE LA MER.

PERTURBATIONS DE CE SIGNAL PAR L'ATMOSPHERE

ANALYSE DES IMAGES INFRAROUGES SATELLITAIRES

Dans ce chapitre dont la discussion est restreinte, par souci de simplification et de clarté, aux seules longueurs d'onde de l'infrarouge proche (aux environs de $1\text{ }\mu\text{m}$) et moyen (aux environs de $10\text{ }\mu\text{m}$), le rayonnement observé par satellite (réflexion, émission), ainsi que les perturbations de ce rayonnement dues à l'état de la mer et à la présence de l'atmosphère sont exposés.

Après la présentation de quelques définitions en §2.1, le rayonnement issu de la surface de la mer est examiné en §2.2. Dans l'infrarouge proche ($1\text{ }\mu\text{m}$), ce rayonnement est essentiellement dû à la réflexion de la lumière solaire à la surface de la mer, tandis que l'émission thermique est observée dans l'infrarouge moyen ($10\text{ }\mu\text{m}$).

Les caractéristiques de diffusion et d'émission de l'eau de mer dépendent entre autres de la géométrie soleil-objet visé-satellite. Elles vont varier suivant l'état d'agitation de la mer, la quantité d'écume présente à la surface de la mer, l'angle d'incidence des rayons solaires sur chaque facette de vague et l'angle d'observation sous lequel chaque facette est vue du satellite (§2.3).

Le rayonnement thermique ne provient que de la pellicule de surface. Les conditions sous lesquelles ce rayonnement représente la température dite de surface (température acquise à $0,5\text{-}1\text{m}$) sont étudiées en §2.4.

L'atmosphère s'interpose entre la mer et le satellite et perturbe le signal océanique. Cette perturbation se traduit par une atténuation du rayonnement océanique et par un rayonnement atmosphérique propre qui vient se superposer à l'océanique (§2.5).

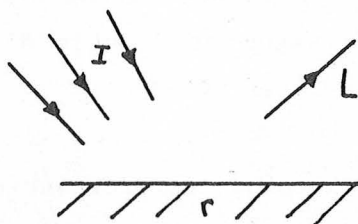
Enfin, l'influence des divers résultats obtenus dans les paragraphes précédents sur l'utilisation de l'imagerie infrarouge en océanographie est résumée en §2.6.

2.1 Quelques définitions

Les quantités photométriques ainsi que les paramètres de diffusion définis ci-après peuvent l'être en fonction de la longueur d'onde λ (quantités spectrales). Cependant pour simplifier l'écriture, l'indice λ et l'adjectif spectral seront abandonnés lorsqu'il n'y aura pas d'ambiguïté et la dépendance vis-à-vis de la longueur d'onde sera implicite.

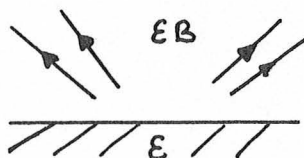
Les définitions de ces quantités ne sont pas toujours faciles à comprendre en première lecture. C'est pourquoi, certaines de ces quantités sont tout d'abord exprimées simplement et non rigoureusement, puis on en donnera les définitions exactes.

Soit une surface opaque (pour les longueurs d'onde concernées) éclairée par un rayonnement I (éclairement) uniforme sur une hémisphère, le rayonnement par unité d'angle solide étant alors I / π .



Ce rayonnement va se réfléchir sur la surface puis atteindra le capteur. Le rayonnement observé par ce dernier, L (luminance), sera proportionnel au rayonnement incident I et au pouvoir réflecteur de la surface, caractérisé par r , et s'écrira $L = r I / \pi$.

Le rayonnement qui n'a pas été réfléchi a été absorbé, et pour un corps en équilibre thermodynamique local sous les seuls effets radiatifs, il doit être restitué à l'extérieur sous forme de rayonnement thermique que l'on appelle émission.



Ce rayonnement (émittance) peut s'effectuer à des longueurs d'onde différentes de celles auxquelles a eu lieu l'absorption et sera proportionnel au pouvoir émissif du corps, caractérisé par ϵ , et à une fonction universelle $B(\lambda, T)$, dépendant de la température T . Ainsi la quantité observée par le capteur sera $\sim \epsilon B$.

En fait, il faut faire intervenir la directionnalité des rayonnements et la bidirectionnalité de la réflexion. Il faut pour cela définir de manière exacte ce que sont la luminance, l'éclairement, etc...

2.1.1 Quelques quantités fondamentales

Le flux (flux, en anglais) est la valeur instantanée d'un débit de rayonnement. C'est une puissance rayonnée qui s'exprime en Watt (W). C'est ce que mesure réellement le radiomètre.

Si la source est étendue, de ce flux peut être obtenue la luminance (radiance, en anglais), qui est la quantité de flux par unité d'angle solide reçue par unité de surface ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$). Si dF désigne l'élément de flux provenant d'une source vue sous un angle solide $d\Omega$ depuis le récepteur d'aire dS , et si θ désigne l'angle entre la normale à dS et le pinceau lumineux (fig. 2.1), alors la luminance s'écrit :

$$L = d^2 F / d\Omega dS \cos \theta \quad (2.1)$$

On définit également la luminance spectrale comme la quantité de flux par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde reçue par unité de surface (usuellement en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$).

L'éclairement (irradiance, en anglais) est égal à la valeur locale du rapport entre le flux dF reçu par le récepteur et l'aire dS de ce récepteur, c'est-à-dire une puissance reçue par unité de surface (W.m^{-2}). Si θ et ϕ désignent les paramètres directeurs du rayonnement (fig. 2.2), alors l'éclairement I s'écrit :

$$I = dF / dS = \int_{\text{hémisphère}} L(\theta, \varphi) \cos \theta \, d\Omega \quad (2.2)$$

C'est donc la somme des rayonnements éclairant la surface dS . Si la luminance de la source est uniforme :

$$I = L \int_{\text{hémisphère}} \cos \theta \, d\Omega = \pi L \quad (2.3)$$

Par contre, si le rayonnement ne provient que d'une direction (soleil, par exemple), alors l'éclairement s'écrit, avec δ désignant la fonction de Dirac :

$$I(\theta, \varphi) = \int_{\text{hémisphère}} L(\theta_0, \varphi_0) \delta(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0) \cos \theta_0 \, d\Omega_0 \quad (2.4)$$

L'émittance (exitance, en anglais) est la valeur locale du rapport du flux émis ou réfléchi par une source à la surface de cette source, c'est-à-dire une puissance émise par unité de surface (W.m^{-2}). C'est l'analogue de l'éclairement qui, lui, concerne la puissance reçue tandis que l'émittance définit la puissance émise ou réfléchie. C'est donc la somme des rayonnements issus de la surface dS .

2.1.2 Définition des paramètres de réflexion

Soit une surface dS recevant l'élément de flux $dF_0(\theta_0, \varphi_0)$ de la direction angulaire définie par θ_0, φ_0 (fig. 2.3), et soit le flux réfléchi $dF(\theta, \varphi)$ dans la direction définie par θ, φ . Alors le facteur de réflexion bidirectionnel s'écrit :

$$r(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) = L(\theta, \varphi) / L_0(\theta_0, \varphi_0) \quad (2.5)$$

Un cas particulier est celui du corps dit lambertien. Il s'agit d'un corps pour lequel la luminance réfléchie dans une direction arbitraire est indépendante de l'orientation de ce corps dans l'espace (i.e. la réflexion est indépendante de la direction de réémission). Par opposition, un miroir

n'est pas lambertien ; il présente une très forte anisotropie de réflexion, toute la lumière étant réfléchie suivant la composante spéculaire. Pour un diffuseur lambertien, on a d'après l'équation (2.3) appliquée à l'émittance :

$$E(\theta, \varphi) = E = \pi L \quad (2.6)$$

On définit également le facteur de réflectance bidirectionnelle, ou réflectance bidirectionnelle, comme le rapport de la luminance réfléchie L dans la direction (θ, φ) à la luminance L_{lambert} réfléchie qu'on devrait observer dans cette direction si le corps était un diffuseur lambertien parfait (i.e. $r=1$) :

$$R(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) = L(\theta, \varphi) / L_{\text{lambert}} \quad (2.7)$$

D'après (2.6), $L_{\text{lambert}} = E / \pi$, où E est l'émittance qui, puisque le diffuseur est parfait, est égale à l'éclairement $I(\theta_0, \varphi_0)$. D'où :

$$R(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) = \pi L(\theta, \varphi) / I(\theta_0, \varphi_0) \quad (2.8)$$

C'est une quantité adimensionnelle très souvent utilisée en télédétection.

Dans le cas d'un corps lambertien, ce facteur de réflectance, alors appelé réflectance, est égal au facteur de réflexion. Par contre, pour un corps non lambertien (la surface de l'eau, par exemple), la composante spéculaire est très forte et les deux facteurs diffèrent. Dans la direction de la composante spéculaire, la luminance réfléchie peut être supérieure à celle qu'on observerait si le corps était un diffuseur lambertien parfait et, par conséquent, le facteur de réflectance bidirectionnelle peut devenir plus grand que 1.

On peut enfin définir un facteur de réflexion directionnel ou hémisphérique, ou encore albedo hémisphérique, compris entre 0 et 1 :

$$\rho(\theta, \varphi) = 1 / \pi \int_{\text{hémisphère}} r(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) \cos \theta_0 d\Omega_0 \quad (2.9)$$

Dans le cas d'un dioptré plan, ce facteur est égal au coefficient de Fresnel.

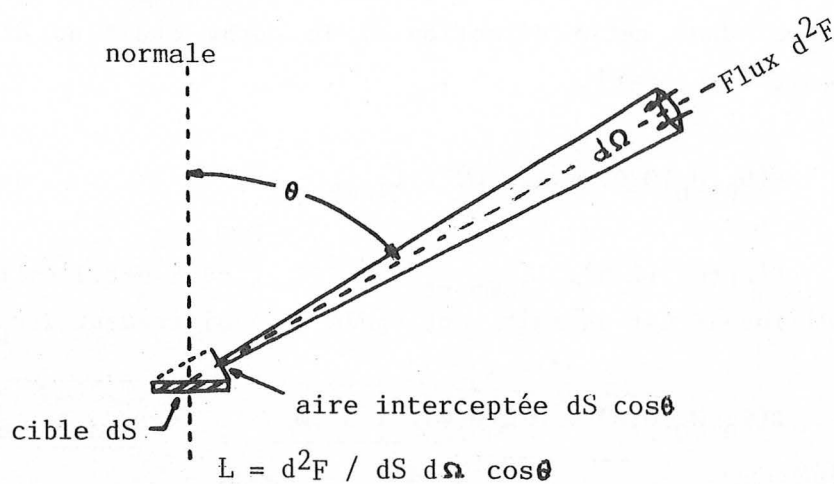


Fig. 2.1 Définition de la luminance.

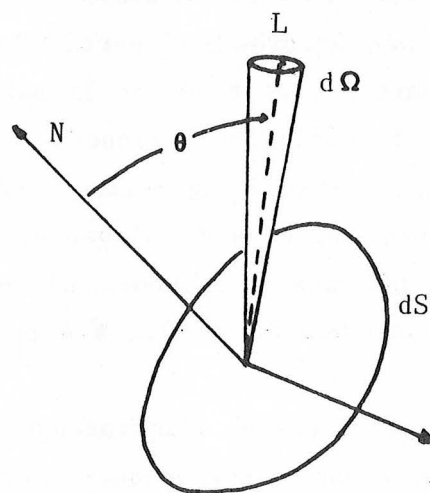


Fig. 2.2 Définition de l'éclairement.

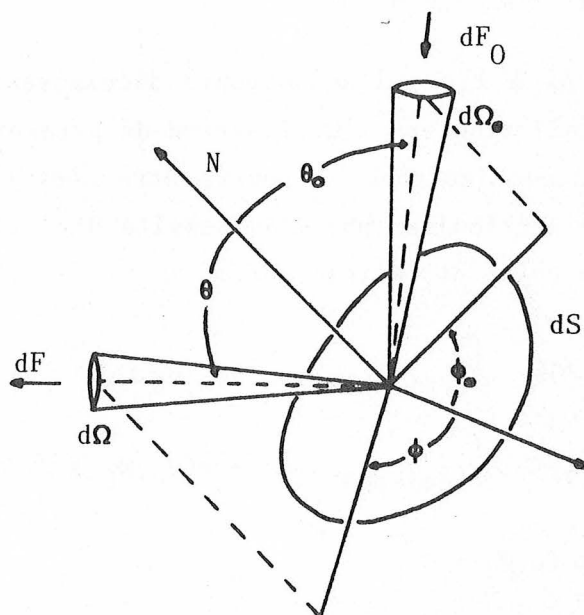


Fig. 2.3 Définition du facteur de réflexion.

2.2 La luminance provenant de la mer à 1 et 10 μm

La mer est un diélectrique auquel s'appliquent les lois de l'électromagnétisme. La mer absorbe une partie A du rayonnement solaire incident, réfléchit la partie R et transmet la partie T aux couches d'eau sous-jacentes. Les lois de Kirchhoff impliquent que l'énergie emmagasinée par absorption A doit être restituée au milieu extérieur. L'océan va alors rayonner (émission). Ces processus d'absorption et d'émission ne concernent pas du tout les mêmes longueurs d'onde. Alors que l'énergie solaire est concentrée dans le domaine 0,2 à 4 μm , l'émission a lieu à λ supérieur à 4 μm .

Dans les bandes spectrales de l'infrarouge proche (1 μm) et moyen (10 μm), la mer est un corps quasi-opaque (taux de transmission très petit) et seuls interviennent les phénomènes d'absorption-émission et de réflexion, qui ne sont causés que par une pellicule très fine à la surface de l'océan.

Si le facteur régissant l'émission (émissivité spectrale bidirectionnelle) est noté ϵ'_λ , l'équilibre thermodynamique implique :

$$\epsilon'_\lambda(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) + r_\lambda(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) = 1 \quad (2.10)$$

Toutefois, si à 1 μm , l'anisotropie d'éclairement de la surface de la mer par le soleil requiert l'utilisation de paramètres bidirectionnels, l'émission, elle, est isotrope et pourra être décrite par des paramètres directionnels, en particulier par l'émissivité directionnelle, ϵ , appelée émissivité par la suite et définie par :

$$\begin{aligned} \epsilon(\theta, \varphi) &= 1/\pi \int_{\text{hémisphère}} \epsilon'_\lambda(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) \cos \theta_0 d\Omega_0 \\ &= 1/\pi \int_{\text{hémisphère}} (1 - r(\theta_0, \varphi_0, \theta, \varphi) \cos \theta_0) d\Omega_0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\text{et} \quad \rho(\theta, \varphi) + \epsilon(\theta, \varphi) = 1 \quad (2.12)$$

A incidence (ou observation) normale, l'eau est un corps noir

quasi-parfait ($\epsilon = 1$, $\rho = 0$) et devient un miroir à l'incidence rasante ($\epsilon = 0$, $\rho = 1$). L'émissivité décroît lorsque l'angle d'observation (angle entre la verticale et la direction d'observation) croît (fig. 2.4), mais pour les angles inférieurs à 50° , elle est quasi-constante et supérieure à 0,95 (Bramson et al, 1964).

Ces résultats concernent l'eau pure mais sont applicables à l'eau de mer puisque, d'après Friedman (1969), Kropotkin et al (1966), ou encore suivant d'autres auteurs cités par Ivanoff (1975, chapitre 19), l'émissivité de l'eau de mer est de 0,96 à 1,04 fois celle de l'eau pure.

Quant au facteur de réflexion directionnel, qui est le complémentaire à l'unité de l'émissivité, sa valeur est faible et de quelques % au zénith et croît lorsque l'angle croît. La table 2.1, ci-après, donne les valeurs de celui-ci pour une mer idéalement plate.

Incidence ($^\circ$)	0	10	20	30	40	50	60	70	80
Facteur (%)	2,0	2,0	2,1	2,1	2,4	3,4	5,9	13,3	34,9

Table 2.1 Facteur de réflexion directionnel d'une mer plate en fonction de l'angle d'incidence, à $1 \mu\text{m}$. In Jerlov (1976).

2.2.1 La luminance de la mer dans l'infrarouge moyen ($10 \mu\text{m}$)

L'émission thermique des solides est référencée à la notion de "corps noir", défini comme l'objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident quelle que soit sa longueur d'onde. L'émittance spectrale $B(\lambda, T)$ d'un tel corps de température T est décrite par la loi de Planck :

$$B(\lambda, T) = \frac{2 h c^2 \lambda^{-5}}{\exp(hc / \lambda kT) - 1} \quad (2.13)$$

où h : constante de Planck ($6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ W.s}^2$),
 k : constante de Boltzmann ($1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$),
 c : célérité de la lumière ($2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

L'émission du corps noir étant isotrope, la luminance spectrale s'écrit (eq. 2.3) :

$$L(\lambda, T, \theta, \phi) = L(\lambda, T) = B(\lambda, T) / \pi \quad (2.14)$$

Pour un corps quelconque, d'émissivité directionnelle $\mathcal{E}(\lambda, \theta, \phi)$, la luminance est inférieure à celle du corps noir de même température, proportionnellement à l'émissivité de ce corps :

$$L(\lambda, T, \theta, \phi) = \mathcal{E}(\lambda, \theta, \phi) B(\lambda, T) / \pi \quad (2.15)$$

2.2.2 La luminance de la mer dans le proche infrarouge (1 μm)

Aux environs de 1 μm , on peut considérer la luminance provenant de la mer, L , comme la somme des luminances réfléchies du soleil, L_{sol} , et de la voûte céleste :

$$\begin{aligned} L(\theta_0, \phi_0, \theta, \phi) &= r(\theta_0, \phi_0, \theta, \phi) L_{\text{sol}}(\theta_0, \phi_0) \\ &+ 1/\pi \int_{\text{hémisphère}} r(\xi, \eta, \theta, \phi) L(\xi, \eta, \theta, \phi) \cos \xi \, d\Omega \\ &= \text{réflexion directe} + \text{réflexion diffuse} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Il est difficile d'estimer avec précision le terme de réflexion diffuse. En effet, contrairement au soleil que l'on peut considérer comme une source ponctuelle, la voûte céleste se comporte comme un ensemble très

étendu de points rayonnants. Le rayonnement diffusé par le ciel arrive à la surface de la mer sous tous les angles compris entre 0 et 90°. La valeur du facteur de réflexion du rayonnement diffus dépend de la distribution spatiale des luminances sur la voûte céleste, qui est très variable et dépend de la hauteur du soleil et du contenu atmosphérique.

D'autre part, dans le cas d'une mer plus ou moins agitée, pour un angle zénithal donné, la pente de la surface n'est plus constante et fait varier l'angle d'incidence. Par conséquent, le calcul du terme de réflexion diffuse est assez complexe et il n'a été estimé qu'imparfaitement. Ivanoff (1975, chap. 16) fait une revue des résultats obtenus par divers auteurs avec diverses hypothèses concernant la distribution spatiale des luminances et la distribution statistique des pentes de vague.

Cependant la luminance de la voûte céleste est fonction de l'éclairement solaire direct incident à la surface de la mer. Par temps clair, elle ne représente qu'un faible pourcentage de la luminance solaire direct et son importance relative vis à vis de cette dernière croît lorsque l'angle solaire zénithal croît. Cette importance relative peut atteindre 5% pour les angles solaires zénithaux plus grands que 70° mais est négligeable pour les plus petits angles (Ivanoff, 1975 ; Plass et al, 1975).

Il en résulte que par ciel clair, qui correspond aux observations satellitaires, la réflexion diffuse peut être négligée pour les angles solaires zénithaux inférieurs à 60° et que la luminance océanique observée à 1 μ m peut être considérée comme uniquement due à la réflexion directe du soleil.

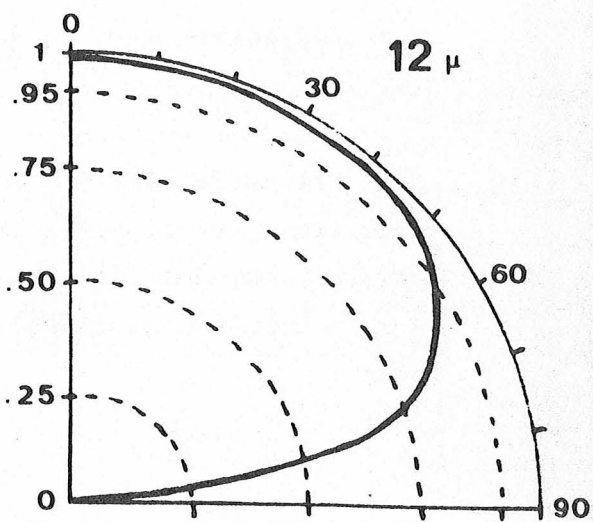
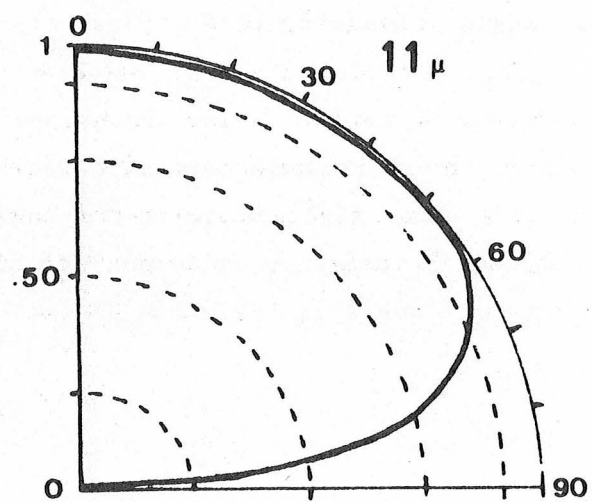
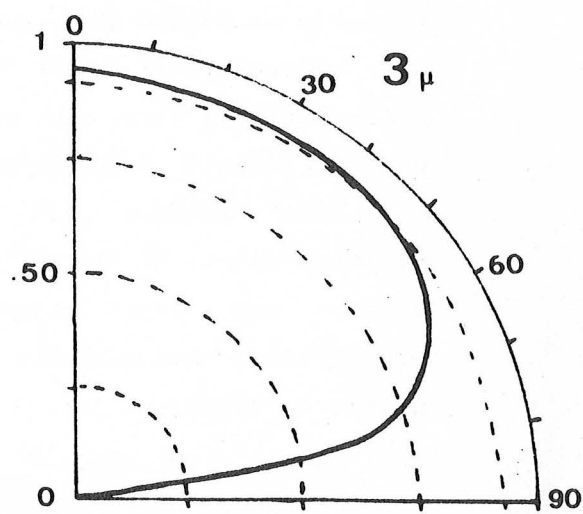
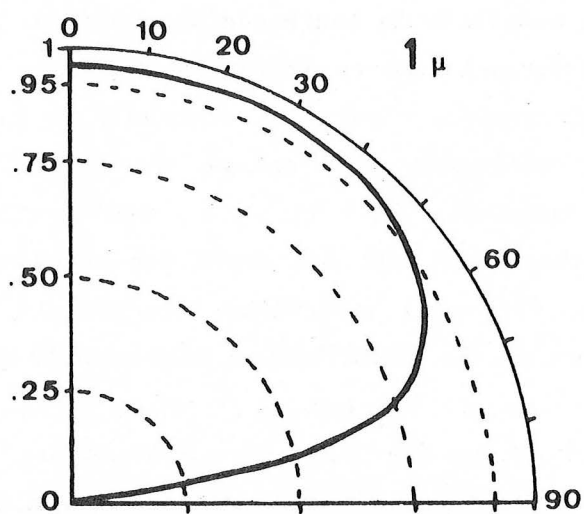


Fig. 2.4 Emissivité de l'eau pure en fonction de l'angle d'observation (en °) pour les longueurs d'onde 1, 3, 11 et 12 μ m.

2.3 Influence de l'état de la mer

La présence de vagues modifie localement l'angle d'incidence du rayonnement solaire, angle dont dépend le facteur de réflexion, ou modifie localement l'angle d'émission du rayonnement thermique, influant ainsi sur l'émittance. Quant à l'écume, sa présence accroît la réflectance de l'océan à 1 μ m.

2.3.1 Influence des vagues

Les vagues modifient la géométrie de la surface de la mer. L'angle d'incidence du rayonnement solaire est alors différent d'une facette de vague à l'autre. Pour calculer la luminance réfléchie par une portion de la surface de la mer, il faut sommer les luminances réfléchies par chaque facette et donc intégrer pour cette portion le facteur de réflexion bidirectionnel pour les différents angles d'incidence. Si la portion est suffisamment large, le calcul peut être fait, en première approximation, en employant une distribution de probabilité isotrope, $p(\theta_n)$, qui donne la probabilité de trouver des facettes de vague d'inclinaison comprise entre $\theta_n - \Delta$ et $\theta_n + \Delta$ en fonction de l'état de la mer (cf. chap. 4).

Si (θ_0, φ_0) désignent les angles solaires zénithal et azimutal (illumination) et (θ, φ) la direction d'observation, alors il existe un angle ω permettant la réflexion spéculaire de la lumière solaire vers le capteur. Le nombre de facettes de vagues satisfaisant cette condition de réflexion sera donné par $p(\theta_n)$. Si I_0 désigne la constante solaire spectrale, le flux reçu s'écrira :

$$F_0 = I_0 \cos(\theta_0) \quad (2.17)$$

et le flux réfléchi (Cox, Munk, 1955) :

$$F_r = \rho(\omega) I_0 \cos(\theta_0) p(\theta_n) / \cos^4(\theta_n) \quad (2.18)$$

On peut définir un nouveau facteur de réflexion, $\rho'(\omega, \theta_n)$,

dépendant de la géométrie soleil - mer - satellite (angle ω d'incidence de réflexion spéculaire) et de l'état de la mer (paramètre θ_n) :

$$\rho'(\omega, \theta_n) = \rho(\omega) p(\theta_n) / \cos^4(\theta_n) \quad (2.19)$$

La plus connue de ces distributions, $p(\theta_n)$, est celle donnée par Cox et Munk (1954), détaillée au chapitre 4. D'après ce modèle, la probabilité de trouver des pentes de vague faisant un certain angle avec la verticale est fonction de la vitesse du vent seulement. Sur la figure 2.5 est tracé le facteur de réflexion, $\rho'(\omega, \theta_n)$, en fonction de ω , pour les vitesses de vent égales à 0, 5 et 10 m/s, d'après Cox et Munk (1955).

La différence de facteur de réflexion entre une mer calme et une mer agitée croît avec l'état d'agitation de la mer et avec l'angle ω . Ceci n'est plus vrai pour les grands angles ω à cause de l'apparition d'"ombres", certaines vagues en masquant d'autres. Entre une mer calme et une mer de force 6 Beaufort, la différence de facteur de réflexion est d'environ 0,1% pour un angle ω de 30° et d'environ 0,6% pour 50°.

2.3.2 Influence de l'écume à 1 μ m

Lorsque la mer forcit, l'écume apparaît et accroît le facteur de réflexion de la surface de la mer puisque le facteur de réflexion de l'écume est plus grand que celui de l'eau de mer. L'accroissement du facteur de réflexion de la mer dépendra donc du facteur de réflexion de l'écume et de la surface couverte par celle-ci.

Pour les longueurs d'onde concernées, le facteur de réflexion et l'émissivité de l'écume sont peu connus.

Ce facteur a été arbitrairement pris égal à 0,45 par Quenzel, Kaestner (1980) et à 0,9 par Gordon, Jacobs (1977). Samoylenko et al (1974) donnent une valeur de 0,7 mesurée en mer dans le visible et Whitlock et al (1982) ont trouvé en laboratoire des valeurs de 0,4 à 0,55 à 1 μ m (fig. 2.6). D'autre part, la réflectance de l'écume n'est pas

constante dans le temps et décroît de la création de la tache d'écume à sa disparition. Ce vieillissement entraîne une atténuation de la réflectance d'environ moitié du début à la fin (Koepke, 1984).

Enfin il faut ajouter qu'il n'existe pas de résultat sur la dépendance angulaire du facteur de réflexion bidirectionnel de l'écume, qui est généralement supposée lambertienne.

Plusieurs auteurs ont cherché à exprimer la fraction de la surface de la mer couverte par l'écume, s , en fonction de la vitesse du vent. Les mesures de Monahan (1971), Toba, Chaen (1973), Ross, Cardone (1974) et de Bondur, Sharkov (1982) sont présentées sur la figure 2.7 et montrent une grande dispersion. Par exemple, pour un vent de 6 m/s à 10 m, la surface relative mesurée est comprise entre 0,04% et 0,8% ; pour un vent de 10 m/s à 10 m, cette surface est comprise entre 0,3 et 3%.

Ces écarts sont explicables par les différentes conditions d'expérimentation et le protocole de mesure. En effet, d'une part, il n'est pas facile de mesurer objectivement la surface couverte par l'écume sur une photographie aérienne, et d'autre part, la vitesse du vent n'est pas le seul paramètre intervenant dans la fraction de surface couverte par l'écume. Le fetch, la température et la salinité de l'eau ainsi que la stabilité de l'air affectent soit l'apparition de l'écume, de par leur influence sur le développement des vagues, soit la durée de vie de l'écume (Monahan, Muircheartaigh, 1982 ; Miyake, Abe, 1948 ; Abe, 1955).

Une description simple et précise de la surface relative couverte par l'écume comme une simple fonction de la vitesse du vent n'est donc pas possible.

Ces deux inconnues de l'écume (facteur de réflexion, surface relative) affectent grandement le facteur de réflexion totale de l'océan, qui est loin d'être connu à 1% près.

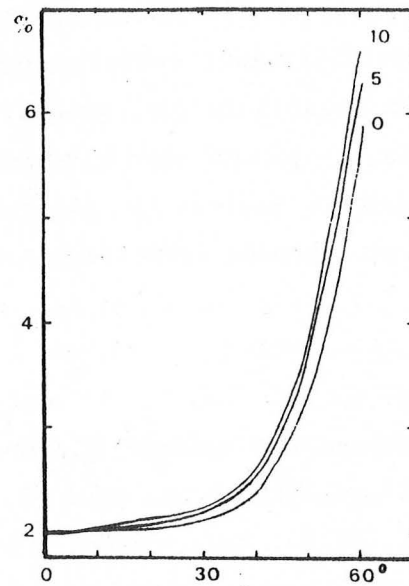


Fig. 2.5 Facteur de réflexion bidirectionnel de la mer (en %) en fonction de l'angle ω (en degrés), pour les vitesses de vent égales à 0, 5 et 10 m/s, et pour $\lambda = 1 \mu\text{m}$.

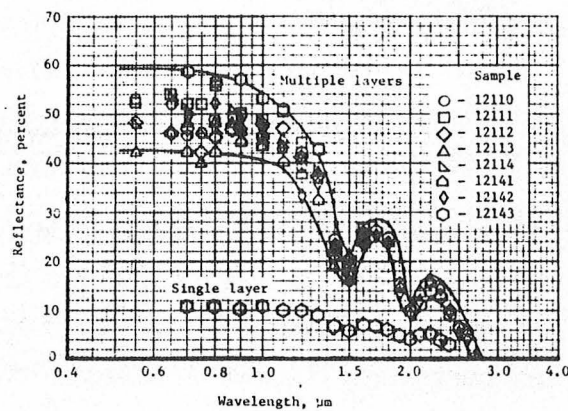


Fig. 2.6 Réflectance bidirectionnelle de l'écume d'après Whitlock et al (1982). Les angles d'incidence et d'observation sont nuls. Excepté la réalisation 12143 en eau très claire, la turbidité de l'eau augmente avec le numéro de la réalisation.

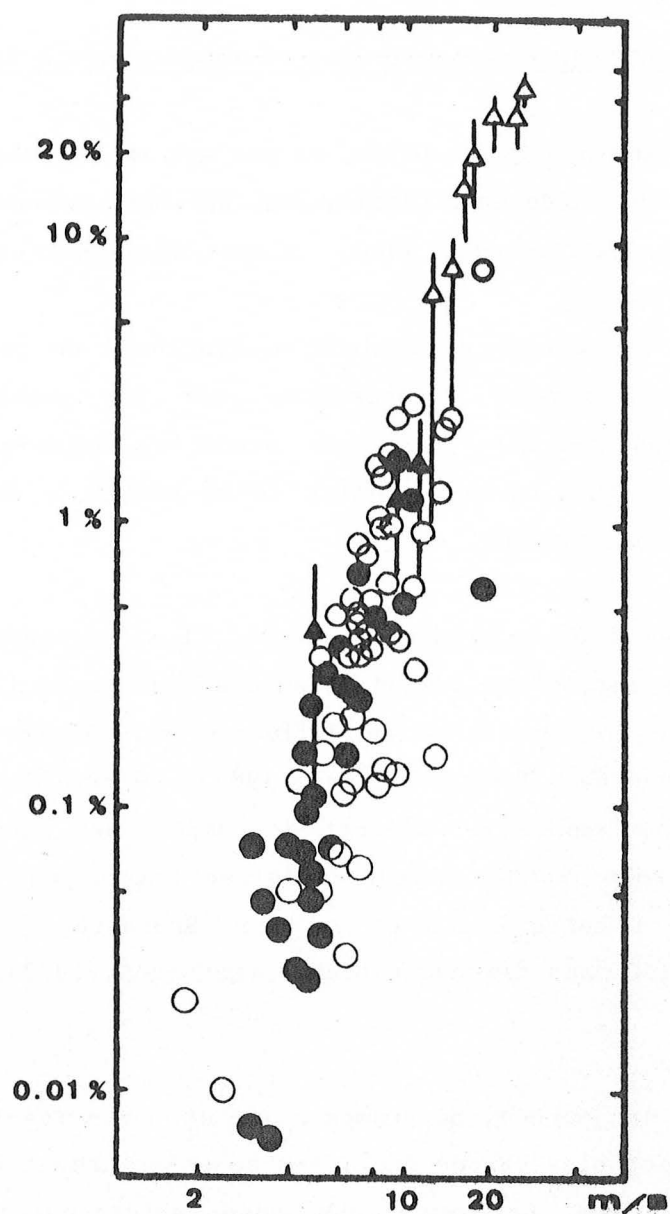


Fig. 2.7 Surface relative couverte par l'écume en fonction de la vitesse du vent. Les cercles pleins indiquent les mesures de Toba, Chaen (1973), les vides celles de Monahan (1971), pour un vent mesuré à 10 m. Les triangles vides représentent les mesures de Ross, Cardone (1974) et les pleins, celles de Bondur, Sharkov (1982), pour un vent à 20 m. Un triangle représente une valeur moyenne et le tiret la dispersion associée.

2.4 Température radiométrique et température à 1m de profondeur

Dans l'infrarouge, à 10 μm , la mer est un corps quasi-opaque, c'est-à-dire que le rayonnement émis par la mer provient d'une pellicule superficielle extrêmement fine, d'une épaisseur d'environ cinquante microns.

Toutes les pertes de chaleur s'effectuant en surface, la mesure de ce rayonnement s'avère intéressante pour les problèmes d'échanges de chaleur atmosphère-océan, mais par contre ne satisfait l'océanographie dynamique que si l'on peut relier cette mesure à la température de la masse d'eau sous-jacente.

Pour les faibles vitesses de vent, il a été montré l'existence, à la surface de la mer, d'une couche d'eau d'épaisseur de l'ordre du millimètre dans laquelle les processus de diffusion moléculaire sont prépondérants (voir une revue dans Robinson et al, 1984). Le gradient vertical thermique est négatif et important. L'écart de température entre la surface et la masse d'eau sous-jacente dépend de la tension du vent et de la différence de température entre l'air et la mer (Saunders, 1967) et est parfois supérieur à 1°C dans des cas extrêmes (Katsaros, 1977).

Durant la journée, par temps calme et forte insolation, cette couche moléculaire est plus chaude que l'eau sous-jacente et le gradient vertical est positif. Les processus physiques prédominants sont alors très différents et on peut observer sur les thermographies des zones très chaudes, très localisées. Par exemple, sur la figure 2.8, on remarque sur cette thermographie obtenue au milieu d'une journée d'été très ensoleillée, une tache d'eau chaude devant Saint-Tropez (43°30N, 7°30E), dont la température excède d'environ 2°C celle des zones avoisinantes. L'absence locale de vent ainsi que le fort ensoleillement sont responsables de cet échauffement important. Ce phénomène a été décrit par Deschamps, Frouin (1984) à partir d'observations satellitaires. Il est à noter qu'il peut être une indication de la variabilité spatiale du vent.

De telles zones d'eau chaude peuvent ne pas être homogènes et être composées de taches d'eau chaudes et froides juxtaposées, de dimension caractéristique 0,5 à 10 km, avec des écarts de température entre ces taches de 1 à 2°C (McLeish, 1970 ; Karabasheva et al, 1978 ; Fedorov et al, 1981).

Dans les deux cas, ces gradients thermiques verticaux ne sont importants que tant que l'épaisseur de cette couche à effets moléculaires prédominants est grande. Or elle est décroît fortement pour des vitesses de vent supérieures à 2-3 m/s, vitesses fréquentes en mer, entraînant une nette diminution du gradient thermique vertical. Dans ces conditions, on peut considérer la température de la surface de la mer comme représentative de l'évolution thermique de la couche de mélange (voir par exemple, pour la Méditerranée, les études comparatives de Fieux et al, 1978, dans le golfe du Lion et de Wald, Nihous, 1980, en mer Ligure).



VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 01 = 10.5 A 11.5 MIC. DEG. CELS. = .20*CN+ 0
 AVHRR TIROS-N ORBITE # 0 22/ 7/1979 1422GMT. MER LIGURE

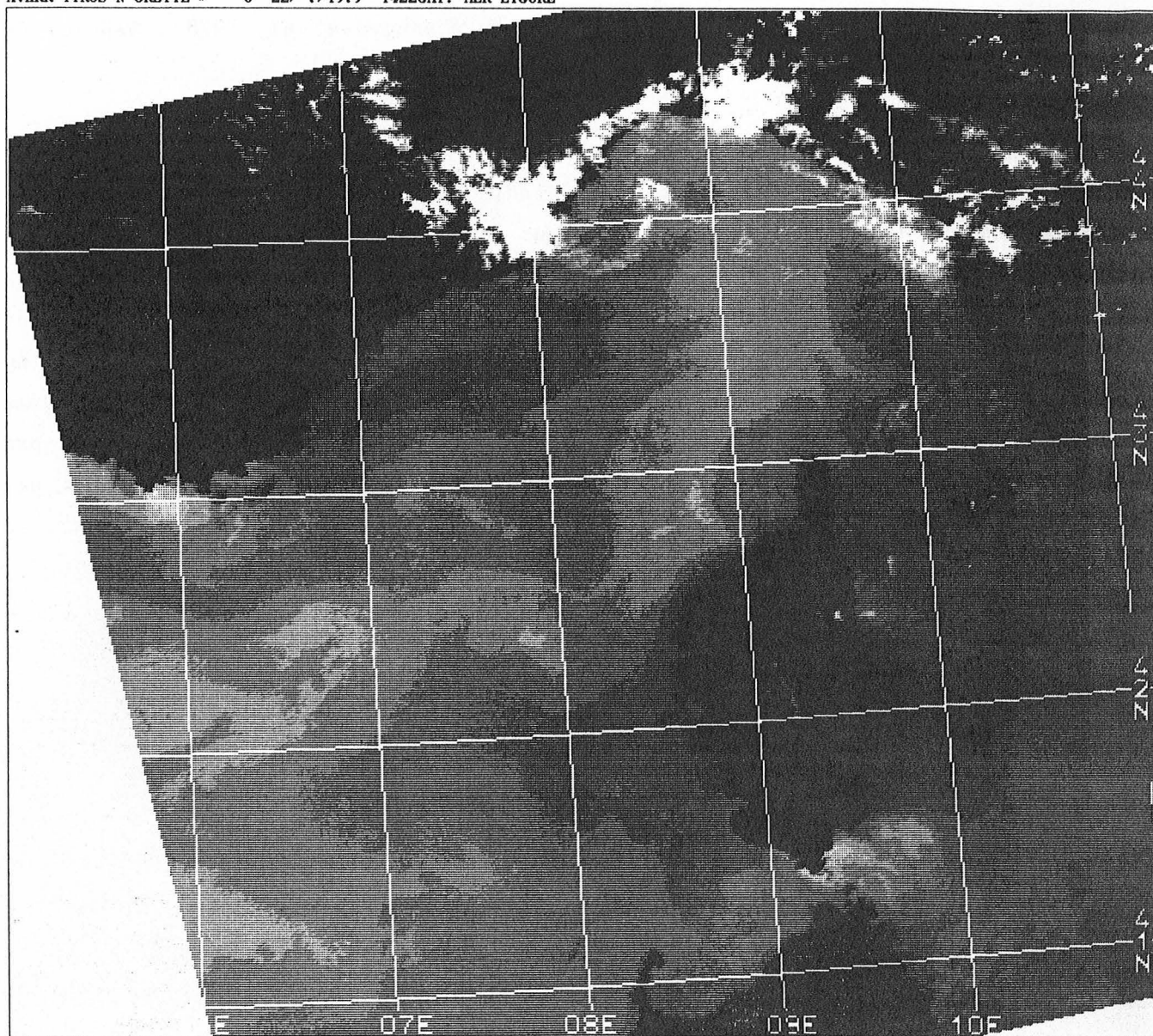


Fig. 2.8 Thermographie AVHRR-TIROS-N de la mer Ligure du 25 juillet 1979, 1422GMT. Les températures croissent du blanc au noir. Noter la tache d'eau chaude devant Saint-Tropez, plus chaude que la mer environnante d'environ 2°C, ainsi que celle, fréquente en été, à l'est de la Corse et plus chaude d'environ 1,5°C.

2.5 L'influence de l'atmosphère

L'atmosphère terrestre, qui s'interpose d'une part entre le soleil et la mer et d'autre part entre la mer et le capteur satellitaire, n'est pas un corps tout à fait transparent. Elle atténue le signal incident et y ajoute un rayonnement propre, soit par diffusion (très proche infrarouge), soit par émission (infrarouge moyen).

2.5.1 Cas du très proche infrarouge (1 μm)

Le rayonnement solaire incident est atténué lors de sa traversée de l'atmosphère et une partie de ce rayonnement est diffusée par les particules et les aérosols. Après réflexion sur la surface de la mer, le rayonnement réfléchi est à nouveau atténué et diffusé par la seconde traversée de l'atmosphère.

Les diverses contributions à la luminance, L , mesurée par satellite peuvent s'écrire sous la forme :

$$L = L_a + t (L_g + L_{\text{surf}} + L_{\text{vol}} + L_{\text{tw}}) \quad (2.20)$$

où chaque terme représente un trajet optique différent (fig. 2.9) :

- t : facteur de transmission atmosphérique,
- L_a : luminance due au rayonnement solaire direct rétrodiffusé et au rayonnement solaire direct réfléchi puis diffusé vers le satellite,
- L_g : luminance due au rayonnement solaire direct réfléchi par la mer vers le satellite sans diffusion par l'atmosphère,
- L_{surf} : luminance due au rayonnement de la voûte céleste réfléchi sans diffusion vers le satellite,
- L_{vol} : luminance due au rayonnement rétrodiffusé par l'océan vers le satellite,
- L_{tw} : luminance due au rayonnement diffusé et/ou réfléchi plus de deux fois.

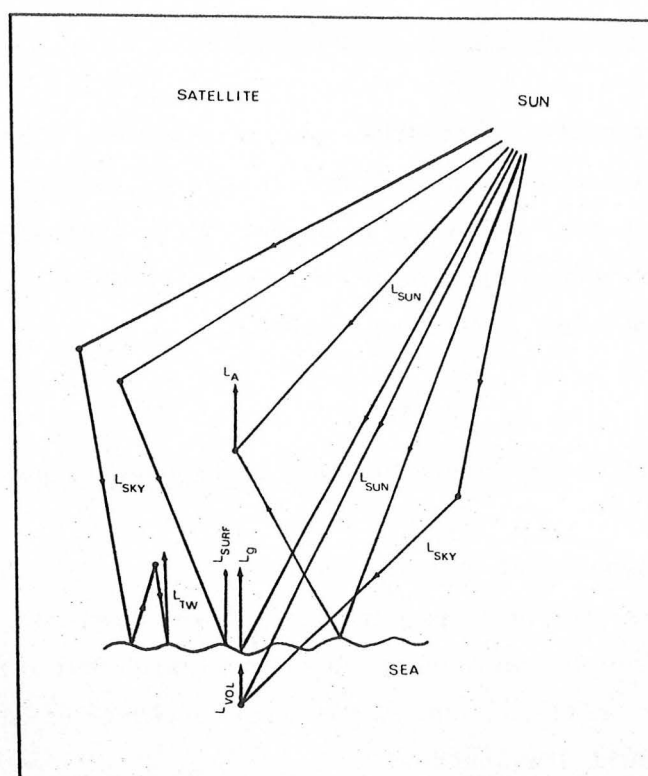


Fig. 2.9 Représentation schématique des divers trajets optiques. L_{sun} représente le rayonnement solaire direct et L_{sky} celui de la voûte céleste. D'après Wald, Monget (1983).

Afin d'éliminer les influences de la constante solaire et de l'angle solaire zénithal, les luminances spectrales sont transformées en réflectances spectrales bidirectionnelles (cf. §2.1) et la réflectance, R , mesurée par satellite s'écrit alors :

$$R = R_a + t (R_g + R_{\text{surf}} + R_{\text{vol}} + R_{\text{tw}}) \quad (2.21)$$

Les termes de réflexion spéculaire R_g (glitter reflectance, en anglais) et de diffusion atmosphérique R_a sont les plus importants de cette somme, les autres pouvant être tenus pour négligeables (Maul, Gordon, 1975 ; Jerlov, 1976). D'où :

$$R = R_a + t R_g \quad (2.22)$$

A partir de la mesure de R , deux variables, R_a et t , sont donc nécessaires pour connaître la réflectance spéculaire, R_g . De leur degré de précision dépendra celui de R_g .

Le terme de rétrodiffusion atmosphérique, R_a , est principalement dû à la présence de particules et d'aérosols dans l'atmosphère. Viollier et al (1980) ont montré qu'à $1 \mu\text{m}$, la valeur de la réflectance atmosphérique est de 1 à 10% et qu'elle n'était que peu affectée (0,1-0,2%) par la prise en compte de la partie du rayonnement d'abord réfléchi par la surface de la mer puis diffusée par l'atmosphère.

Le facteur de transmission atmosphérique, t , dépend des constituants de l'atmosphère. Dans la bande spectrale 0,8-1 μm , ce facteur peut se décomposer comme le produit de quatre autres facteurs de transmission, dont deux sont dus à la présence de constituants absorbants et les deux autres à celle d'éléments diffusants :

$$t = t_0 \cdot t_v \cdot t_m \cdot t_a \quad (2.23)$$

où t_0 : facteur de transmission de l'ozone,
 t_v : facteur de transmission de la vapeur d'eau,
 t_m : facteur de transmission des molécules,
 t_a : facteur de transmission des aérosols.

L'absorption par l'ozone est très faible dans cette bande spectrale et l'atténuation, $(1-t_0)$, du rayonnement, souvent inférieure à 1%, peut être négligée, de même que l'atténuation due à la diffusion par les molécules, $(1-t_m)$.

Par contre, l'absorption par la vapeur d'eau est la plus importante. Elle peut être élevée et extrêmement variable, puisque la concentration en vapeur d'eau l'est, elle aussi.

Quant à l'atténuation par la diffusion due aux aérosols, les valeurs calculées par Viollier et al (1980, tableau A-2) montrent qu'elle ne peut pas être négligée.

Il résulte de cette discussion que pour la bande spectrale voisine de 1 μm , la perturbation subie par le signal lors de ses deux traversées de l'atmosphère peut se décomposer :

- en une atténuation du signal, causée principalement par la présence d'aérosols et de vapeur d'eau (de l'ordre de 20%),
- et un signal propre atmosphérique, dû à la rétrodiffusion par les aérosols et qui se superpose au signal océanique (valeur typique : 3%).

2.5.2 Cas de l'infrarouge moyen (10-12 μm)

Le rayonnement mesuré est celui émis par la surface de la mer et qui dépend de la température de celle-ci. L'atmosphère absorbe une partie de ce rayonnement et elle émet elle-même à sa température propre selon le même facteur d'absorption.

Si L_{mer} désigne la luminance spectrale issue de la surface de la mer, la luminance spectrale L mesurée depuis le satellite s'écrit :

$$L = L_{\text{mer}} t(0, p_0) - 1/\pi \int_0^{p_0} B(T(p)) dt(0, p) \quad (2.24)$$

où p désigne la pression (p_0 au niveau de la mer), $B(T)$ l'émittance spectrale du corps noir de température T , et t le facteur de transmission de la couche atmosphérique (Deschamps, 1977).

Ceci s'écrit encore, avec T_{mer} , désignant la température de la mer :

$$\pi L = \epsilon B(T_{\text{mer}}) t(0, p_0) - \int_0^{p_0} B(T(p)) dt(0, p) \quad (2.25)$$

En définissant une température effective de l'atmosphère, T_A , par :

$$B(T_A) = ((\int_0^{p_0} B(T(p)) dt(0, p)) / (\int_0^{p_0} dt(0, p))) \quad (2.26)$$

on obtient en première approximation (Deschamps, 1977) :

$$T = \epsilon T_{\text{mer}} t_0 + (1-t_0) T_A \quad (2.27)$$

où $t(0, p_0) = t_0$ représente le facteur de transmission atmosphérique intégré depuis la mer jusqu'au sommet de l'atmosphère.

Le terme d'atténuation, $1-t_0$, dépend essentiellement de la concentration en gaz absorbants et dans un moindre degré du profil vertical de température atmosphérique par l'intermédiaire de la dépendance des coefficients d'absorption vis-à-vis de celui-ci, et de la turbidité de l'air (Kondrat'ev et al, 1965). Les gaz absorbants sont la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et l'ozone. Le plus important est, de beaucoup, la vapeur d'eau dont l'absorption s'effectue par raies et par continuum (Prabhakara et al, 1974 ; Knyazev, Chavro, 1978). Cette atténuation peut être soit très faible dans le cas d'une atmosphère très sèche, soit très grande dans le cas d'un fort contenu atmosphérique en vapeur d'eau. Par contre, l'atténuation par le dioxyde de carbone et l'ozone est très faible, les fonctions de transmission de ces deux corps étant très proches de l'unité (Golubitskiy, Moskalenko, 1968a, 1968b).

La température intervient dans l'atténuation car les coefficients d'absorption de ces gaz varient avec la température. Une augmentation de 40 K provoque une variation de 10% sur le facteur de transmission de l'eau et de 7% sur celui du dioxyde de carbone (Moskalenko, Mirumyants, 1969).

Le terme d'émission propre, $-\int_0^{p_0} B(T(p)) dt(0,p)$, est dû à l'émission propre des constituants de l'atmosphère. Il dépend du profil vertical des concentrations en vapeur d'eau, ozone et dioxyde de carbone, ainsi que du profil vertical de la température de l'air et compense partiellement l'atténuation subie par la luminance océanique.

Il faut également tenir compte du fait qu'une partie du rayonnement émis par l'atmosphère se réfléchit à la surface de la mer et s'ajoute à la luminance propre océanique L_{mer} (Saunders, 1968 ; Deschamps, 1977). La luminance incidente à la base de l'atmosphère est alors :

$$\pi L'_{\text{mer}} = \epsilon B(T_{\text{mer}}) + \pi L_{\text{ciel}} \quad (2.28)$$

où L_{ciel} est la luminance propre de l'atmosphère après réflexion à la surface de la mer :

$$\begin{aligned} \pi L_{\text{ciel}} &= \int_0^{p_0} \int_{\text{hémisphère}} r(\theta_0, \phi_0, \theta, \phi) (1-t(p)) B(T(p)) dt(0,p) \cos \theta_0 d\Omega_0 \\ &= \rho(\theta, \phi) (1-t_0) B(T_A) \\ &= (1-\epsilon) (1-t_0) B(T_A) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Typiquement, par ciel clair, ce terme réfléchi représente environ 1% de la luminance émise et correspond à une différence thermique d'environ 0,2 K pour une température de 300 K (cf. les valeurs données par Saunders, 1968). Cette perturbation est difficile à calculer précisément puisqu'elle va dépendre du profil vertical de la température de l'air et de l'état de surface de la mer. Toutefois, elle présente de faibles variations spatiales et par conséquent, elle peut être considérée comme un biais systématique tant que les échelles océaniques étudiées sont inférieures aux échelles de variation des phénomènes atmosphériques impliqués.

La luminance spectrale mesurée depuis le satellite s'écrit alors :

$$L = L_{\text{mer}} t_0 + (L_{\text{ciel}} t_0 - \frac{1}{\pi} \int_0^{p_0} B(T(p)) dt(0,p)) \quad (2.30)$$

et en première approximation, on peut écrire :

$$\begin{aligned} T &= \epsilon t_0 T_{\text{mer}} + t_0 (1-\epsilon) T_A + (1-t_0) T_A \\ &= \epsilon t_0 T_{\text{mer}} + T_A (1-t_0) (1 + t_0(1-\epsilon)) \end{aligned} \quad (2.31)$$

Par conséquent, la perturbation subie par le signal se décompose :

- en une atténuation, due à la présence de gaz absorbants,
- et en un signal atmosphérique propre, dû à l'émission de ces mêmes gaz.

2.5.3 Algorithmes de correction atmosphérique pour la température de la mer

L'apparition de radiomètres multispectraux a permis la réalisation d'algorithmes simples et efficaces n'utilisant que les mesures satellitaires.

En 1978, est entré en service opérationnel le radiomètre AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer), monté à bord des satellites TIROS-N, NOAA-6 et suivants. Ce radiomètre comporte cinq bandes spectrales (ou canaux) dont trois destinées à mesurer la température des corps terrestres. Ces fenêtres spectrales sont respectivement centrées sur les longueurs d'onde 3,7 μm (canal 3), 10,5 μm (canal 4) et 11,5 μm (canal 5, cf. annexe 1).

L'utilisation simultanée des mesures de ces canaux, pris deux à deux ou les trois ensemble, permet de retrouver facilement et avec un écart-type d'environ 0,7°C la température de la mer (cf. références du tableau 2.2). En effet, pour un même objet, le radiomètre donne des réponses différentes dans chaque canal. Ces différences sont dues aux variations de la perturbation atmosphérique avec la longueur d'onde et leur connaissance permet l'élimination des effets atmosphériques. Le lecteur est invité à se reporter aux travaux de Deschamps, Phulpin (1980), Prabhakara et al (1974), Kozlov (1978) et Horman (1976), parmi d'autres auteurs, pour une description détaillée du principe de ces méthodes de correction.

La température réelle de la mer, T_{mer} , est obtenue à partir des températures radiométriques, T_i , des canaux i à l'aide d'une relation linéaire :

$$T_{\text{mer}} = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i T_i \quad (2.32)$$

où les coefficients a_i dépendent des coefficients d'absorption de la vapeur d'eau. La constante a_0 doit être ajoutée pour prendre en compte les effets spectralement constants ou quasi-constants tels que la réflexion

diffuse à la surface de la mer de la luminance de l'atmosphère et l'émission du gaz carbonique.

Les coefficients a_i peuvent être estimés en simulant divers types d'atmosphère (Deschamps, Phulpin, 1980 ; Llewellyn-Jones et al, 1984), ou être estimés de manière empirique en ajustant statistiquement la relation (2.32) sur un ensemble de mesures de température in-situ et radiométriques (McClain et al, 1983 ; Strong, McClain, 1984 ; Centre d'Etudes en Météorologie Spatiale, CEMS, de Lannion). Dans ce cas, l'ajustement des coefficients a_i permet de prendre partiellement en compte la méconnaissance de l'émissivité de la mer, des étalonnages, de l'absorption du CO_2 , etc...

Le tableau 2.2 donne les diverses valeurs des coefficients a_i suivant les auteurs précédemment cités.

Il est déconseillé d'utiliser l'algorithme à trois canaux pour les images obtenues de jour, car, comme il en a déjà été discuté en §2.2.1, l'image à $3,7 \mu\text{m}$ contient une part importante de lumière solaire réfléchie et/ou rétrodiffusée, qu'il est difficile d'estimer avec précision.

Ces algorithmes donnent tous à peu près les mêmes résultats, à 1 ou 2 °C près, ce qui montre la fiabilité et la robustesse de ce genre d'approche. Quant à l'écart-type d'ajustement de chaque modèle sur les mesures in situ, il est d'environ 0,5 - 0,7 °C pour des valeurs de température allant de 3 à 30 °C.

auteurs		a_0	a_1	a_2	a_3
2 canaux 11 - 12 μm	Deschamps	- 2,18	3,626	- 2,626	--
	Phulpin				
	McClain et al (jour)	- 10,93	4,081	- 3,046	--
	McClain et al (nuit)	- 23,23	4,243	- 3,168	--
	Strong McClain	- 10,21	3,165	- 2,58	--
	CEMS Lannion	1	3	- 2	--
3 canaux 3,7-11-12 μm	Deschamps	0,14	1,002	1,126	- 1,128
	Phulpin				
	McClain et al (jour)	- 16,55	1,038	1,060	- 1,038
	Strong McClain	- 3,58	0,97	1,017	- 0,97

Tableau 2.2 Coefficients a_i d'estimation linéaire de la température de surface (en Kelvin) à partir de la température radiométrique (en Kelvin) observée dans les fenêtres spectrales du capteur AVHRR, d'après divers auteurs.

2.6 Analyse d'une image satellitaire

Aux erreurs précédentes, s'ajoutent celles introduites par la mesure.

Premièrement, le radiomètre possède un pouvoir de résolution, exprimé comme étant la différence d'intensité énergétique nécessaire pour faire varier la mesure du radiomètre d'une unité, et qui varie avec l'énergie reçue. Il est d'environ 0,1 °C à 20 °C pour le radiomètre AVHRR. Deuxièmement, les mesures issues du radiomètre sont affectées d'un bruit, qui, pour AVHRR, est blanc, isotrope et d'écart-type négligeable devant le pouvoir de résolution. Troisièmement, il y a les erreurs inhérentes aux conversions luminances - températures et mesures radiométriques (en Volts) - luminances, dues à l'étalonnage.

Toutefois, ces erreurs sont faibles (inférieures à 0,1°C), et, comme celles présentées aux paragraphes précédents, généralement bien inférieures à celles dues à l'atmosphère, qui sont très souvent largement prépondérantes.

Toutes ces erreurs entachent de défauts le signal émis par la mer et empêchent la connaissance précise de la température de surface de l'océan. Les radiomètres actuellement en service sont incapables, à eux seuls, de fournir une cartographie de la température absolue de surface, à échelle moyenne, avec la précision habituellement obtenue par les mesures "conventionnelles".

Si pour une zone, on peut considérer un état de surface constant ainsi qu'un contenu atmosphérique invariant spatialement, c'est-à-dire ϵ , t_0 et T_a constants, alors les erreurs constantes spatialement n'affectent que la valeur absolue, tandis que l'atténuation atmosphérique affecte et la valeur absolue et le contraste. Si \overline{T}_{mer} désigne la température moyenne de cette zone (valeur absolue) :

$$T_{mer} = \overline{T}_{mer} + T'_{mer} \quad (2.33)$$

et si on ne considère que l'influence de l'atmosphère, de facteur de transmission t_0 et de température effective T_a , la température radiométrique est (cf. §2.5.2) :

$$T = \epsilon t_0 T_{\text{mer}} + (1-t_0)T_a \quad (2.34)$$

D'où :

$$\begin{aligned} T &= \epsilon t_0 \overline{T}_{\text{mer}} + (1-t_0)T_a + \epsilon t_0 T'_{\text{mer}} \\ &= \overline{T} + T' \end{aligned} \quad (2.35)$$

où \overline{T} désigne la moyenne spatiale des températures déduites des observations satellitaires. En désignant l'opérateur gradient horizontal par ∇_H , on peut écrire :

$$\nabla_H T = \nabla_H T' = \epsilon t_0 \nabla_H T_{\text{mer}} = \epsilon t_0 \nabla_H T'_{\text{mer}} \quad (2.36)$$

On voit donc d'après ces équations que la connaissance de la valeur absolue nécessite la connaissance de trois paramètres : l'émissivité, le facteur de transmission atmosphérique et la température effective de l'atmosphère, T_a , tandis que la connaissance des fluctuations de température autour de cette valeur n'en nécessite que deux : l'émissivité et surtout le facteur de transmission atmosphérique.

Cependant, même si ces deux derniers paramètres sont les plus faciles à estimer des trois, il découle des équations précédentes que de même que la température absolue, le gradient observé n'est pas exact. Il est donc préférable d'effectuer une correction atmosphérique avant d'analyser une image. La température absolue peut alors être estimée avec une erreur d'écart-type d'environ 0,7 °C et le gradient avec une erreur d'écart-type relatif d'environ 10%.

Toutefois, il n'est pas toujours possible de corriger facilement les effets atmosphériques (cas des capteurs VHRR et HCMR, par exemple) et

d'autre part, certaines études se contentent d'une simple analyse morphologique de l'image. Ceci veut dire que généralement, en examinant une image, on la simplifie en termes relatifs de chaud et froid, ou de sombre et brillant. On n'attribue pas de valeurs absolues aux isocontours et on s'intéresse surtout à la forme des isothermes en essayant de les relier à un phénomène physique. Cette utilisation de l'imagerie satellitaire est la plus fréquente.

Outre ces problèmes d'appréhension des données AVHRR, il en existe d'autres plus pratiques et techniques quant à l'analyse d'une image AVHRR (cf. annexe 2). L'un des problèmes majeurs est celui de l'élimination des nuages. Généralement un nuage est plus froid et plus brillant (plus réfléchissant) que la mer. Ces caractéristiques suffisent alors à le repérer si l'on dispose d'images prises dans l'infrarouge proche et dans l'infrarouge moyen. L'utilisation du canal 3,7 μm sur AVHRR est actuellement la méthode la plus efficace connue. Il existe également des techniques utilisant la texture locale de l'image, qui, cependant, ne donnent pas de bons résultats dans les cas de fronts thermiques très marqués (upwellings du golfe du Lion, par exemple).

CHAPITRE 3

LE CALCUL DU CHAMP DE COURANT SUPERFICIEL A L'AIDE

DE THERMOGRAPHIES

A partir d'une série chronologique de thermographies, il est possible de calculer le courant superficiel par deux voies différentes.

Dans la première, on suit le déplacement d'une ou plusieurs structures thermiques. Dans certains cas, ces structures se déplacent avec le courant et on obtient une estimation de la vitesse et de la direction de celui-ci. Cette méthode a été utilisée en particulier par Tanaka et al. (1982) pour estimer la vitesse d'écoulement du Kuro-Shio, et par Millot, Wald (1980, cf. §8.3). Ces derniers montrent que dans le cas du courant Ligure contrarié dans sa progression vers l'ouest par un fort mistral, il y a développement d'une structure frontale à fort gradient thermique devant les côtes provençales. Dès que le mistral s'arrête, cette structure frontale se trouve advectée par le courant ligure. La mesure du déplacement de ce front donne des vitesses normales à ce front de l'ordre de 30 cm/s.

Cependant de tels événements sont rares. On observe plus fréquemment le déplacement d'une onde de basse fréquence (Brown, Evans, 1980 ; Crépon et al, 1982, cf. §8.6 ; Harris et al, 1978) et dans ce cas, la vitesse estimée n'est que la vitesse de phase de l'onde, qui peut éventuellement être opposée au courant. Cette méthode est donc peu utilisable pour l'estimation du courant, dont d'ailleurs elle ne donne que la composante normale aux structures que l'on suit.

La seconde voie est un peu plus complexe et fait appel à l'équation de la conservation de la chaleur, réduite à une équation d'advection instationnaire. Cette méthode n'a été que très rarement employée jusqu'à présent (Saunders, 1973 ; Vukovich, 1974) et aucune comparaison avec des mesures de courant, coïncidentes ou historiques, n'avait été faite. Le travail ci-après présenté comble cette lacune et montre les possibilités de cette approche.

3.1 Utilisation de l'équation de conservation de la chaleur

3.1.1 Principe

Soit une couche superficielle de propriétés homogènes verticalement et animée d'un mouvement non-divergent dans le plan horizontal (O,x,y), de vitesse $\vec{U}(x,y)$. Supposons également que les variations à court terme (de l'ordre de la journée) de la température de surface, $T(x,y)$, sont essentiellement dues à l'advection horizontale de chaleur ainsi qu'aux échanges thermiques entre cette couche et l'atmosphère et la couche sous-jacente, la diffusion thermique latérale étant négligée. De l'équation de conservation de la chaleur, on peut alors obtenir l'équation suivante, où les indices x, y, t et h (horizontal) désignent les dérivées partielles et où $Q(x,y)$ est proportionnel à la somme sur une journée des échanges verticaux de chaleur :

$$T_t(x,y) + \vec{U}(x,y) \cdot \vec{\nabla}_h T(x,y) = Q(x,y) \quad (3.1)$$

Pour cet écoulement non-divergent, il existe une fonction de courant, Ψ , telle que :

$$\vec{U}(x,y) = (u,v) \quad ; \quad u(x,y) = - \Psi_y \quad ; \quad v(x,y) = + \Psi_x \quad (3.2)$$

D'où :

$$T_t - \Psi_y T_x + \Psi_x T_y = Q \quad (3.3)$$

qui est l'équation de base de cette méthode de calcul de champ de courant superficiel à l'aide de thermographies.

En effet, étant donné deux thermographies successives, on peut calculer en chaque point les dérivées partielles suivant t, x et y. Si Q est connu et si la fonction de courant est connue en quelques points, alors les équations (3.2) et (3.3) donnent le champ de courant superficiel.

Notons que la diffusion horizontale peut être introduite dans

l'équation (3.3). Ce terme s'écrit : $K_h (T_{xx} + T_{yy})$ où K_h est le coefficient de diffusion latérale. Le laplacien peut être calculé à partir des thermographies. La difficulté d'introduction de ce terme de diffusion réside alors dans une estimation adéquate de K_h .

La fonction de courant définie par l'équation (3.3) n'est pas unique (Saunders, 1973). Si $\psi(x,y)$ satisfait (3.3), il en est de même pour la fonction somme : $\psi(x,y) + \psi(T(x,y))$, où $\psi(T)$ est une fonction arbitraire, qui en chaque point est parallèle aux isothermes :

$$-\psi_y T_x + \psi_x T_y = 0 \quad (3.4)$$

Pour définir une solution unique, il est nécessaire de disposer d'une valeur de la fonction de courant sur chaque isotherme.

Ces valeurs initiales peuvent être données par la ligne de côte, qui est une ligne de courant à laquelle peut être attribuée une valeur arbitraire. Cette condition initiale détermine alors un champ de fonction de courant unique, le long des isothermes aboutissant à la côte. Elle peut être remplacée par tout autre ensemble de points pour lesquels la fonction de courant est connue. Le champ de courant sera alors déterminé le long des isothermes interceptant l'un de ces points.

3.1.2 La résolution numérique

La variation de la fonction de courant à travers le champ de courant est prédite par l'équation (3.3). Etant donné que la variation de la fonction de courant s'écrit aussi :

$$d\psi = \psi_x dx + \psi_y dy \quad (3.5)$$

la dépendance linéaire des équations (3.3) et (3.5) annule leur déterminant, d'où l'"équation caractéristique" :

$$T_x dx + T_y dy = dT = 0 \quad (3.6)$$

Cette équation établit une dépendance entre les déplacements dx et dy , qui définit une courbe appelée "caractéristique". La valeur initiale de la fonction de courant va se "propager" (au sens résolution numérique) le long de ces caractéristiques à travers la zone géographique considérée. Ici, les caractéristiques sont les isothermes.

On a également les relations suivantes :

$$dx/T_y = -dy/T_x = d\Psi / (Q - T_t) \quad (3.7)$$

A chaque pas le long d'une isotherme, Ψ sera incrémenté d'une des quantités équivalentes suivantes :

$$(Q - T_t)dx/T_y \quad \text{ou} \quad - (Q - T_t)dy/T_x \quad (3.8)$$

Le schéma de résolution numérique est simple et consiste à discrétiser l'équation (3.7), ou (3.8), en différences finies centrées.

On peut comprendre le résultat précédent en écrivant l'équation (3.3) dans les coordonnées ^{naturelles} normales. Si s désigne la coordonnée curviligne et n la coordonnée normale, on obtient :

$$T_t + T_n \Psi_s = Q \quad (3.9)$$

d'où l'on tire la variation $\Delta\Psi$ le long d'une isotherme :

$$\Delta\Psi = (Q - T_t) \Delta s / T_n \quad (3.10)$$

équation équivalente à (3.7).

Il faut bien comprendre que les isothermes ne sont pas considérées a priori comme des lignes de courant. Elles servent de "supports" de calcul, en chaque point desquels on pourra calculer la fonction de courant.

Les isothermes seront parallèles aux lignes de courant lorsque le terme $(Q - T_t)$ sera nul ou lorsque

$$(Q-T_t)/T_n \ll 1/\Delta \Delta \quad (3.11)$$

ce qui pourra avoir lieu, par exemple, en présence d'un gradient thermique horizontal très prononcé et permanent, comme le bord du Gulf Stream.

L'angle θ entre l'isotherme et le vecteur courant peut être quelconque. En réécrivant l'équation (3.1) comme suit :

$$U \nabla_h T \cos \theta = Q - T_t \quad (3.12)$$

$$\text{on obtient : } \theta = \arccos((Q - T_t) / (U \nabla_h T)) \quad (3.13)$$

La discussion précédente montre l'importance du terme d'échanges thermiques Q . Il est très difficile d'estimer ce terme en chaque point. Cependant dans la plupart des cas et pour des échelles de temps de l'ordre de la journée, ce terme peut être négligé. En effet, en première approximation, la moyenne journalière des échanges thermiques océan-atmosphère s'annule sur 24 heures. De plus, si les échanges avec la couche sous-jacente sont faibles, on peut alors supposer que sur une journée la variation thermique en un point est entièrement due à l'advection horizontale de chaleur et ainsi poser Q nul partout.

Dans d'autres cas où le champ $Q(x,y)$ ne peut être supposé connu a priori, il peut être estimé aux points où le gradient thermique est nul, pour lesquels l'équation (3.1) se résume à :

$$T_t(x,y) = Q(x,y) \quad (3.14)$$

Ensuite le champ $Q(x,y)$ peut être reconstruit à partir de ces points par une technique d'interpolation appropriée.

3.2 Résolution de l'équation de conservation de la chaleur dans le cas des tourbillons anticycloniques issus du Gulf Stream

Des méandres du Gulf Stream se développent fréquemment lorsque celui-ci s'éloigne du continent américain vers l'est, au cap Hatteras. Ces méandres deviennent éventuellement instables et peuvent se refermer et ainsi former des tourbillons détachés du Gulf Stream.

Si le méandre s'incurve vers le sud, l'eau du talus continental (Slope Water), qui réside au nord du Gulf Stream, est attiré dans le méandre et forme le noyau froid du tourbillon. Une fois détaché du Gulf Stream, ce tourbillon aura un diamètre compris entre 100 et 300 km et aura une rotation cyclonique avec des vitesses de surface de l'ordre de 1,5 m/s à la périphérie.

Par contre, si le méandre s'incurve vers le nord, l'eau plus chaude de la mer des Sargasses (Sargasso Sea Water), résidant au sud du Gulf Stream, est attirée dans le méandre pour y constituer le noyau chaud du tourbillon anticyclonique avec des vitesses de surface de l'ordre de 0,7 m/s à la périphérie.

Ces tourbillons anticycloniques (Warm Core Rings) ont été étudiés de manière intensive au cours du Warm Core Ring Experiment. Ces données ont été utilisées pour tester le présent modèle, en collaboration avec l'équipe d'Otis Brown de l'Université de Miami.

3.2.1 Initialisation du modèle par des mesures in-situ

Un tourbillon anticyclonique a été particulièrement étudié durant 1982 et il en a résulté un grand nombre de mesures du courant superficiel qui ont servi à la fois pour initialiser le modèle et pour vérifier la validité de ses résultats.

Un profil horizontal type de la vitesse tangentielle observée dans le tourbillon par une technique sonar-Doppler (APOC) est présentée sur la figure 3.1 en cercles pleins. Le signe moins dénote une rotation

anticyclonique. L'abscisse est la distance au centre du tourbillon, exprimée en km. Loin du centre, la vitesse peut éventuellement devenir positive (rotation cyclonique). Un autre profil horizontal, calculé par D.B. Olson (University of Miami) à partir de mesures hydrologiques, est présenté en trait plein, sur cette même figure.

Etant donné la symétrie circulaire de ce tourbillon, ce profil horizontal moyen a servi à l'initialisation du modèle de la façon suivante. Un rayon du tourbillon étant arbitrairement choisi, la fonction de courant le long de ce rayon est initialisée à l'aide du profil de fonction de courant dérivé de la figure 3.1. Partout ailleurs, la fonction de courant est inconnue.

Une fois l'initialisation faite, le modèle est résolu numériquement à l'aide d'un couple de thermographies AVHRR-NOAA, qui ont été corrigées géométriquement et pour lesquelles l'influence de l'atmosphère a été éliminée. Du champ de fonction de courant est tiré le champ de courant à l'intérieur du tourbillon. On en déduit la vitesse tangentielle que l'on compare aux mesures in situ.

Trois couples de thermographies ont été ainsi traitées. Un quatrième test a été effectué sur un tourbillon très asymétrique, pour lequel une comparaison avec un profil horizontal moyen de vitesse n'a aucune signification. Toutefois, dans ce cas, on a pu comparer les résultats du modèle avec des mesures in situ simultanées.

Le premier test a été effectué avec les images des 23 et 24 avril 1982 (jours juliens 113 et 114). L'heure d'acquisition est 18 GMT pour les deux images, avec donc un intervalle de 24 heures. Le champ de température superficielle est présenté sur les figures 3.3a (23 avril) et 3.3b (24 avril) et le champ de température moyenne, à partir duquel le champ de gradient thermique horizontal est tiré, sur la figure 3.2. Le tourbillon test est situé aux environs du point (39°N ; $71,5^{\circ}\text{W}$). La figure 3.4 montre le champ de fonction de courant résultant du modèle, après initialisation le long d'un rayon situé sur une des lignes de l'image (angle de 180°) et

du centre jusqu'à 85 km. Les unités sont arbitraires mais linéaires. Le courant laisse les hautes valeurs (H) sur sa droite.

L'examen de ce champ calculé révèle toutes les structures que l'on devine sur les thermographies, mais encore d'autres, non visibles sur les thermographies, telle que la dépression (L) à l'est du tourbillon, dénotant un tourbillon cyclonique associé au précédent. La comparaison entre les vitesses mesurées et celles issues du calcul est très bonne (figure 3.5) et démontre la validité du modèle.

Bien que l'initialisation de la fonction de courant n'ait été faite que jusqu'à 85 km du centre du tourbillon, l'accord entre les observations et le modèle est très bon jusqu'à 120 km. Il n'y a aucune raison physique à cela et il faut l'attribuer à l'algorithmique utilisée dans ces tests (Wald, 1983). En effet, seul le domaine défini par les isothermes connectées aux points d'initialisation devrait être résolu. Or l'algorithme ne suivait pas toujours parfaitement bien les isothermes lorsque leur rayon de courbure devenait très grand : le champ de courant a été calculé dans un domaine plus vaste. Il a donc fallu définir avec soin le domaine d'application du modèle et rejeter les points calculés se situant à l'extérieur du domaine connecté. Pour illustrer l'influence d'une bonne définition du domaine connecté, le modèle a été rejoué avec une distance d'initialisation de seulement 40 km. L'accord est bon entre 0 et 30-40 km. Après, le profil calculé décroît fortement et les vitesses sont inférieures en module à 0,15 m/s au-delà de 60 km, alors que c'est justement à 50-60 km qu'on observe les vitesses maximales.

Les trois autres tests (figs. 3.6 à 3.13) ont été effectués sur les couples de thermographies, séparées de 24h, des 24-25 avril 1982 (jours juliens 114-115), 29-30 avril (119-120), et 5-6 mai (125-126).

Pour tous ces tests, la comparaison entre les résultats du modèle et les mesures in situ s'avère bonne (figs. 3.7, 3.10 et 3.13).

3.2.2 Initialisation par la ligne de côte

L'initialisation du modèle par la ligne de côte est très attrayante puisqu'elle ne nécessite pas de disposer de mesures de vitesse. Deux tests ont été effectués (tests 5 et 6) sur la même région que précédemment.

Il faut souligner que dans ce cas, il est très important d'avoir des images superposables avec une précision supérieure au pixel. En effet, une discontinuité locale de T_t résultant d'un petit déplacement de la côte d'une image sur l'autre, se propagera tout le long de l'isotherme et donnera évidemment de faux résultats.

Le test 5 porte sur le couple d'images déjà utilisé pour le test 1 (23 - 24 avril 1982, fig. 3.2). Deux tourbillons sont présents ; le premier est très bien formé et est situé aux environs du point (39°N ; $71,5^\circ\text{W}$) tandis que le second (37°N ; 74°W) est un plus vieux tourbillon en voie d'absorption par le Gulf Stream. Le Gulf Stream coulant vers l'ENE est caractérisé par de forts gradients thermiques horizontaux sur sa frontière nord. La limite sud est cachée par des nuages.

Le champ de fonction de courant issu du modèle est présenté sur la figure 3.14. Le tourbillon-test (39°N ; $71,5^\circ\text{W}$) est assez bien représenté. Les grands traits sont corrects, mais la partie la plus interne du tourbillon semble désordonnée. Les vitesses hors du très fort gradient situé à 50-55 km du centre sont un peu faibles, mais généralement en accord avec les observations, tandis que les vitesses près du centre du tourbillon sont en désaccord total avec celles-là. Comme il en a déjà été discuté pour le test 1, ce désaccord est dû au fait que l'intérieur du tourbillon n'est pas connecté à la ligne de côte par une isotherme quelconque. Il en est de même pour le Gulf Stream. Seule sa limite nord apparaît.

Les dates du test 6 sont les 25 et 26 juillet 1982 (jours juliens 206 et 207, fig. 3.15). De nombreux nuages sur le Gulf Stream empêche l'analyse de cette zone. Le trait le plus intéressant de ces images est le tourbillon anticyclonique situé au point (37°N ; $73,2^\circ\text{W}$), assez difficile

à voir sur ces cartes mais très visible lorsque l'image est affichée sur un écran couleur.

Les vitesses issues du modèle sont en accord avec les valeurs usuellement rencontrées dans cette région (fig. 3.16). Le résultat le plus probant de ce test est que le tourbillon que l'on peut déterminer à partir du champ de courant est situé environ 60 km plus à l'est (37°N ; $73,85^{\circ}\text{W}$) que celui qu'on aurait déterminé d'après les thermographies (37°N ; $73,2^{\circ}\text{W}$). Ceci est en accord complet avec les observations faites par bateau durant le même mois et renforce la validité de ce modèle.

3.3 Conclusion. Relations entre les champs de température et de courant

Etant donné le succès des tests effectués, il est possible maintenant d'affirmer que le champ de courant peut être évalué à partir des thermographies satellitaires.

La résolution spatiale des champs de courant présentés est d'environ 10 km. Il n'a pas été possible cependant de connaître la précision sur le vecteur courant, et ce pour deux raisons. D'une part le nombre de mesures in situ que l'on puisse comparer au modèle est trop faible pour permettre une estimation statistique de l'erreur et d'autre part nous avons utilisé un algorithme de résolution rapide mais assez grossier, dont le but était simplement de tester rapidement la validité du modèle. Actuellement une étude plus fine est en cours, utilisant un algorithme plus précis, afin de quantifier l'erreur en fonction du gradient thermique horizontal et ce, en exploitant le fait que la ligne de côte est une fonction de courant.

Deux types d'initialisation sont possibles : par mesures coïncidentes ou par la ligne de côte. Les deux donnent de bons résultats. Dans les deux cas et plus particulièrement dans le second, il faut vérifier soigneusement les hypothèses faites. A la côte, le flot peut être fortement divergent et les variations locales de relief terrestre et sous-marin peuvent alors introduire une grande variabilité dans le champ des échanges thermiques verticaux Q . L'équation (3.1) ne sera donc plus valide.

L'influence des courants d'inertie a été négligée dans ces tests car les vitesses des tourbillons étudiés sont beaucoup plus grandes que les vitesses d'inertie. Cependant ce n'est pas toujours le cas et il faut en tenir compte, d'où une complexité supplémentaire. Toutefois, au large, un courant d'inertie entraîne un déplacement "en dalle" des structures et ne modifiera pas la distribution des gradients horizontaux de courant.

Cette méthode a de nombreuses applications. Le produit résultant, un

champ de courant synoptique, est de plus entièrement nouveau et doit permettre à de nouvelles recherches de voir le jour.

Comme exemples d'application :

- étant donné un profil de courant à travers le Gulf Stream dans le détroit de Floride, le courant dans le Gulf Stream pourrait être cartographié jusqu'à interruption des isothermes par des nuages ;
- l'évolution d'un processus avec le temps peut être étudiée à l'aide de ce modèle, à chaque pas de temps le champ d'initialisation étant fourni par le précédent résultat du modèle ;
- l'étude de la relation entre le champ de vent dérivé soit de mesures de diffusiomètre, soit de mesures AVHRR-NOAA (cf. chap. 4) et du champ de courant ;
- la cartographie des courants d'inertie dans les zones équatoriales et tropicales à l'aide des mesures semi-horaires des satellites géostationnaires, ou au contraire cartographie des courants inertiels à partir des mêmes mesures et en choisissant des intervalles de temps adéquats.

Cette méthode est beaucoup plus fructueuse que l'approche combinant équation du vent thermique et gradient thermique. Wald, Nihous (1980, cf. § 8.1) ont étudié la corrélation entre les gradients thermiques moyens, dérivés des moyennes bi-mensuelles de thermographies VHRR de la mer Ligure, et les courants calculés sur la radiale Nice-Calvi suivant la méthode dynamique. Si les distributions des gradients thermiques correspondent à celles induites par une circulation cyclonique dans les hypothèses du vent thermique et de la décroissance du courant avec la profondeur (excepté en février-mars où le refroidissement atmosphérique joue un rôle primordial sur la température de surface), par contre, il n'a pas été possible de trouver une relation entre les modules des vitesses et des gradients thermiques. Ceci a été attribué à l'influence de la salinité puisque l'équation du vent thermique s'écrit :

$$\partial v / \partial z = - (g / \rho_f) \nabla_h \rho \quad (3.15)$$

où V désigne la vitesse du courant, z la profondeur, ρ la masse volumique, g la constante gravitationnelle, f le paramètre de Coriolis, et que chercher une relation entre V et le gradient thermique horizontal revient à négliger les variations de la salinité.

Il faut également ajouter à la charge de cette méthode qu'elle prédit le parallélisme des isotachs et des isothermes, qui n'est vérifié que pour les forts courants océaniques.

On a montré dans ce chapitre qu'une équation d'advection décrivait parfaitement le champ thermique dans les cas examinés.

Ce comportement de la température comme traceur passif est confirmé par l'analyse statistique de la structure turbulente du champ de température à moyenne échelle.

La théorie de turbulence quasi-géostrophique de Blumen (1978) est sans doute celle qui s'applique le mieux à la surface de l'océan. La conservation simultanée de l'énergie totale du système et de l'énergie potentielle disponible à la surface entraîne une cascade de cette dernière vers les plus grands nombres d'onde. Le spectre de l'énergie potentielle disponible en fonction du nombre d'onde horizontal k suit une loi en $k^{-5/3}$. La densité spectrale d'un scalaire passif suivra également une loi similaire (Lesieur, Sadourny, 1981).

Deschamps et al (1981, cf. § 8.2) ont calculé les fonctions de structure bidimensionnelles de thermographies satellitaires. Si $T(x,y)$ désigne la température et E l'espérance mathématique, la fonction de structure est définie par :

$$D_{TT}(l,m) = 1/2 E((T(x+l,y+m) - T(x,y))^2) \quad (3.16)$$

Vingt-cinq images provenant soit du capteur VHRR/NOAA-5, soit du capteur HCMR/AEM-1 et couvrant la Méditerranée et l'Atlantique nord-est (fig. 3.17), ont été analysées pour leur contenu aléatoire et les fonctions de structure correspondantes ont été calculées (fig. 3.18).

Les résultats montrent que la fonction de structure du champ turbulent thermique, D_{TT} , peut s'écrire, dans le domaine d'échelle 3-100

km :

$$D_{TT}(h, \mu) = A(\mu) h^{n-1} \quad (3.17)$$

où h désigne l'échelle et μ l'angle polaire. L'anisotropie du champ de température est donc confinée dans l'amplitude de la fonction de structure tandis que la valeur de l'exposant, $n-1$, est isotrope. A cette fonction de structure correspond, dans le cas homogène, une densité spectrale de variance de température :

$$E_T(k, \mu) = B(\mu) k^{-n} \quad (3.18)$$

La valeur de n varie entre 1,5 et 2,3 avec une valeur moyenne de 1,8, très proche de 5/3. Des résultats similaires ont été trouvés à partir de mesures aéroportées (Saunders, 1972 ; Liu, Katsaros, 1984) ou par bateau (Fieux et al, 1978).

Ces exemples obtenus par des approches tant déterministes que statistiques, montrent que, sauf cas d'échanges thermiques verticaux importants avec l'atmosphère (cf. § 2.4) ou avec les couches sous-jacentes (par exemple, approfondissement de la thermocline suite à un coup de vent), la température est un traceur passif et, conclusion importante, prouvent que les thermographies satellitaires fournissent une information irremplaçable sur le champ superficiel de courant, de par leur répétitivité et leur résolution spatiale fine associée à une grande couverture spatiale.

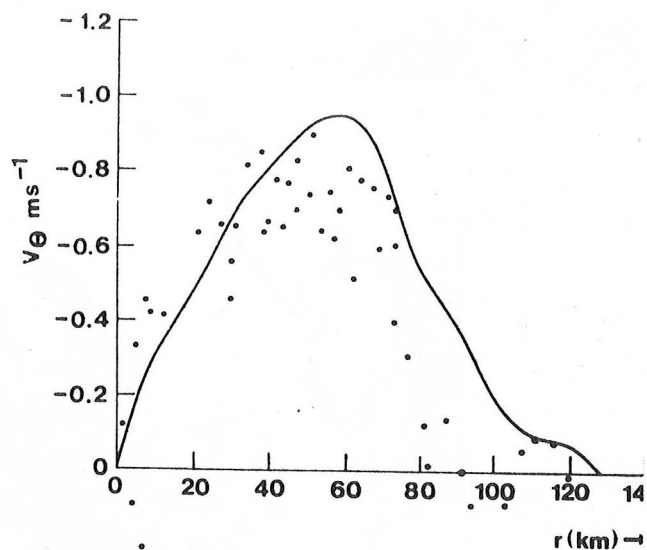


Fig. 3.1 Vitesses angulaires à l'intérieur d'un tourbillon anticyclonique issu du Gulf Stream, en fonction de la distance au centre, et mesurées par une technique sonar-Doppler (APOC, cercles pleins) ou estimées par des mesures hydrologiques (trait).

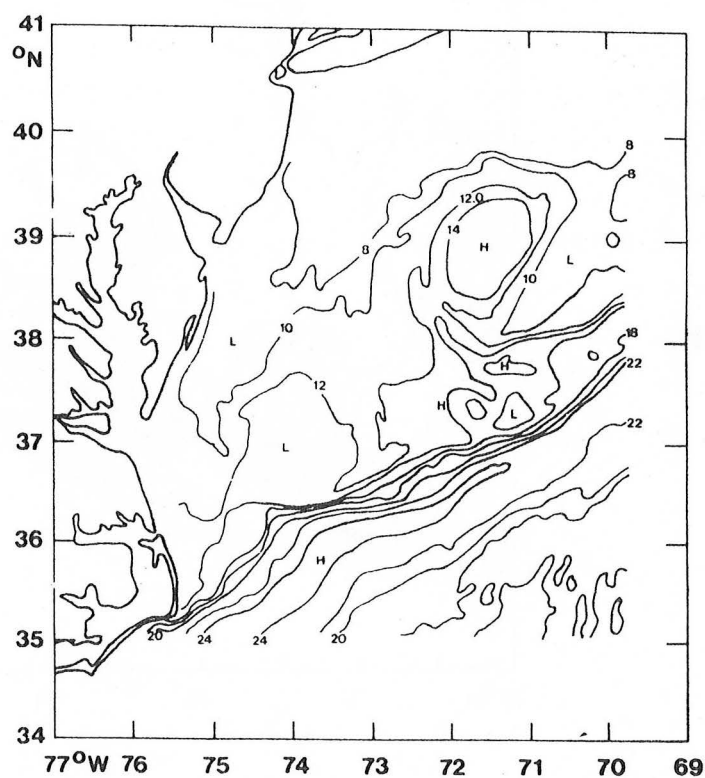


Fig. 3.2 Champ de température moyen calculé à partir des thermographies suivantes (fig. 3.3).

A



B

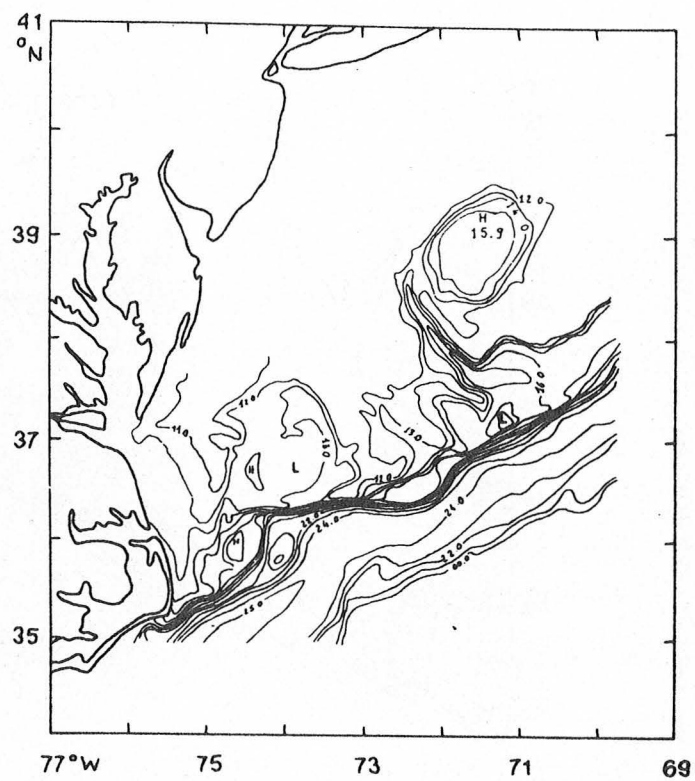


Fig. 3.3 Champs de température (en Celsius) observés par AVHRR-NOAA les 23 (a) et 24 (b) avril 1982, à 18GMT. Le tourbillon test est centré sur (39°N ; 71,5°W).

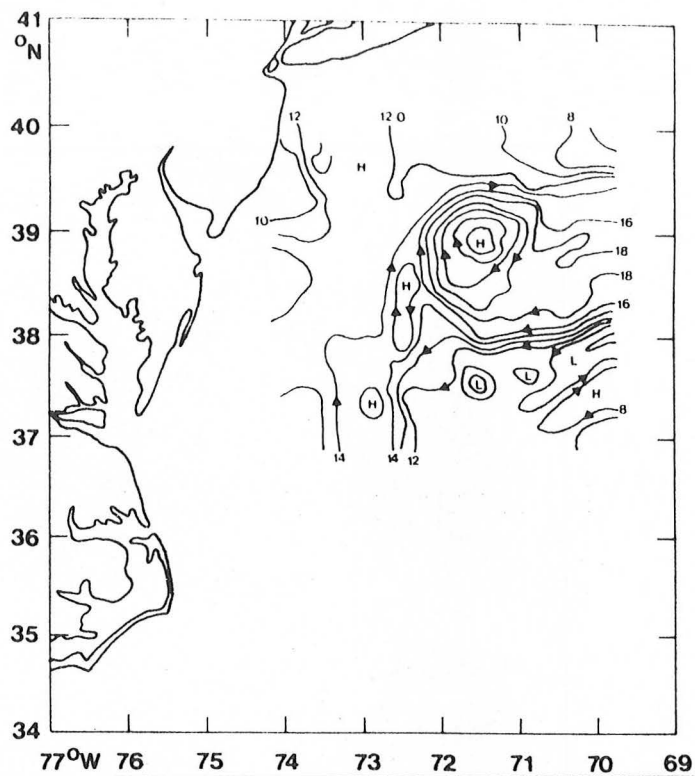


Fig. 3.4 Lignes de courant résultant du modèle, pour les 23 et 24 avril 1982. Le flot laisse les hautes valeurs (H) sur sa droite.

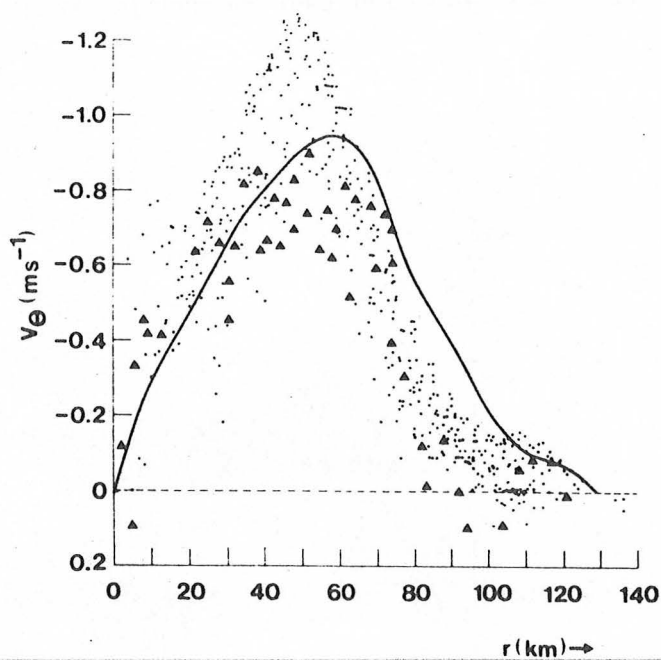


Fig. 3.5 Comparaison pour le test 1 entre les vitesses angulaires mesurées (fig. 3.1, triangles et trait plein) et celles calculées par le modèle (fig. 3.4, croix).

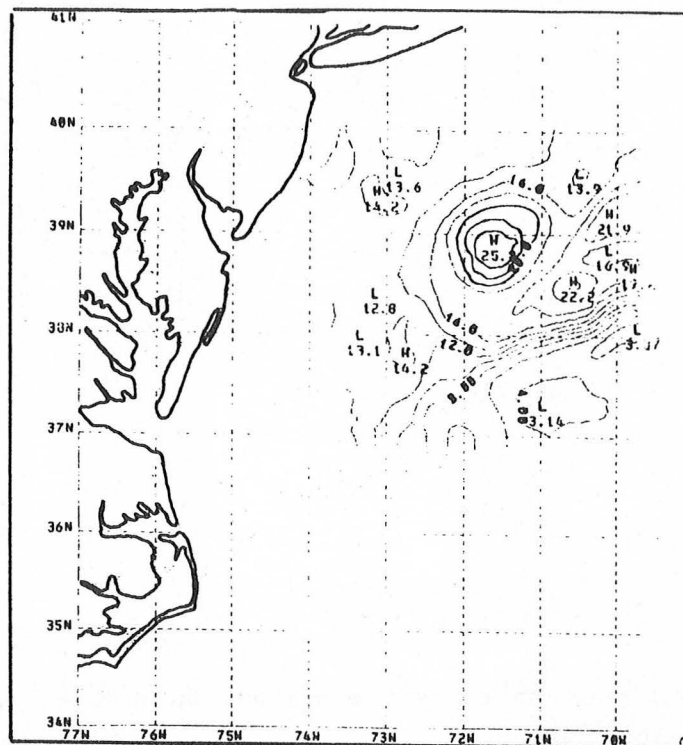


Fig. 3.6 Lignes de courant résultant du modèle, pour le test 2.

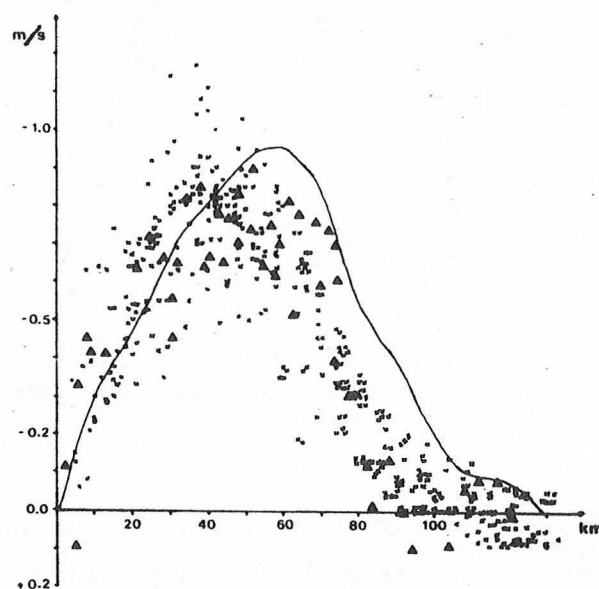


Fig. 3.7 Même légende que la figure 3.5, mais pour le test 2.

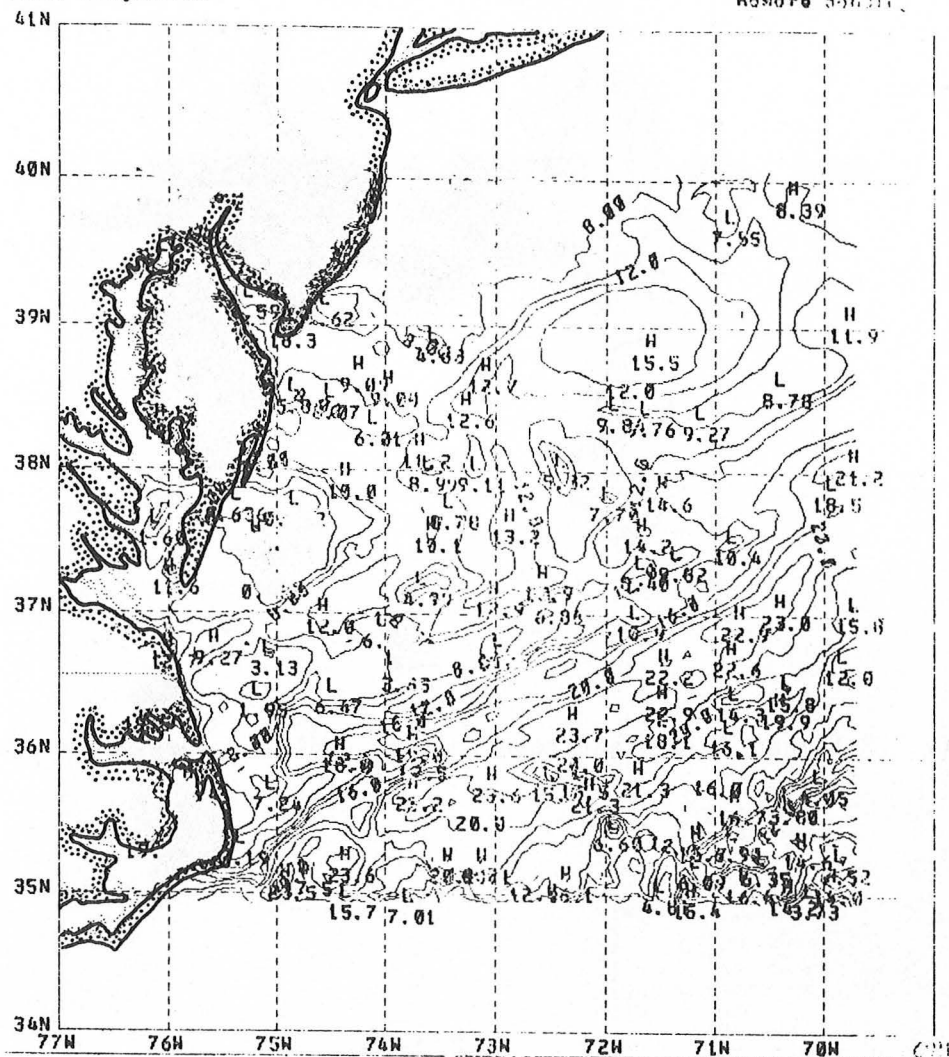
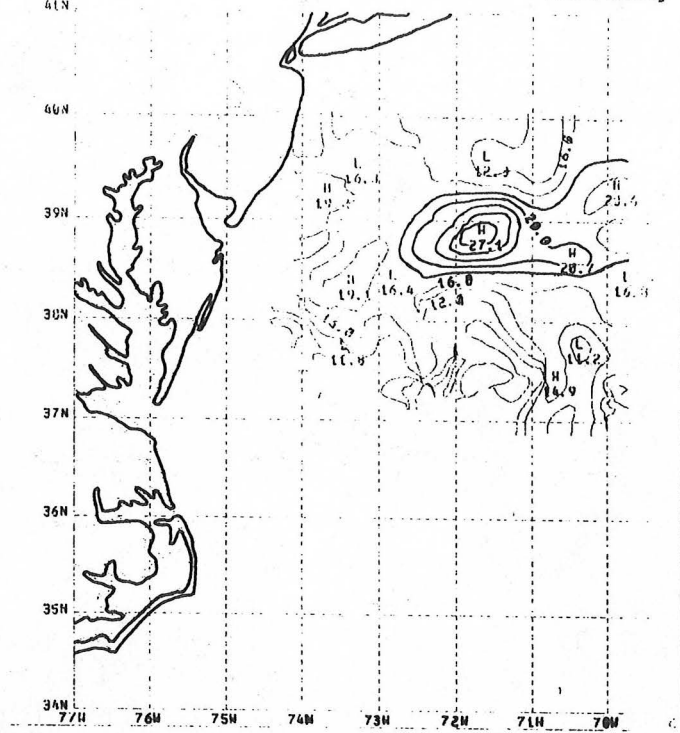
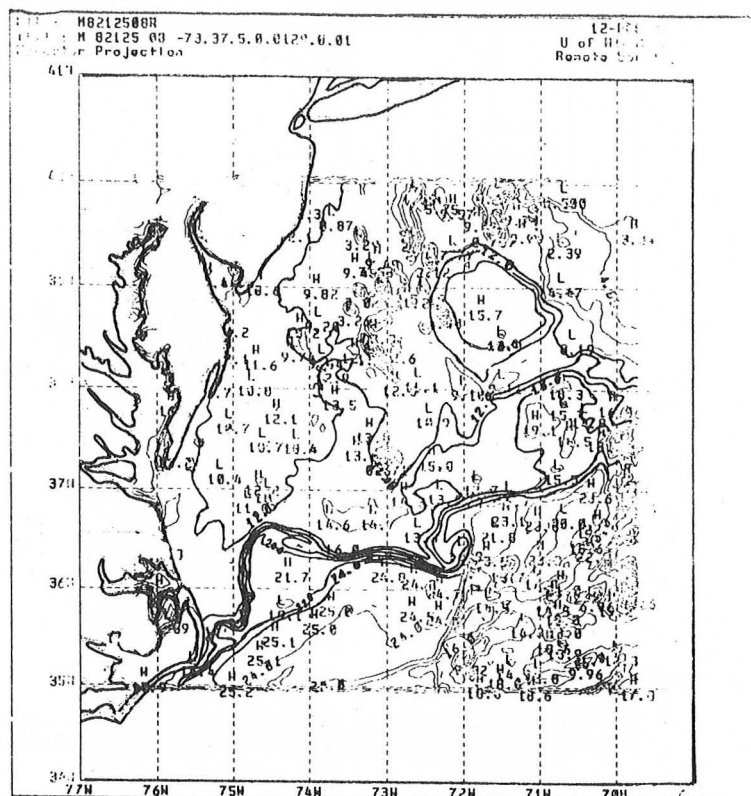


Fig. 3.8 Champ de température moyen pour les journées des 29 et 30 avril 1982 (test 3).



A



B

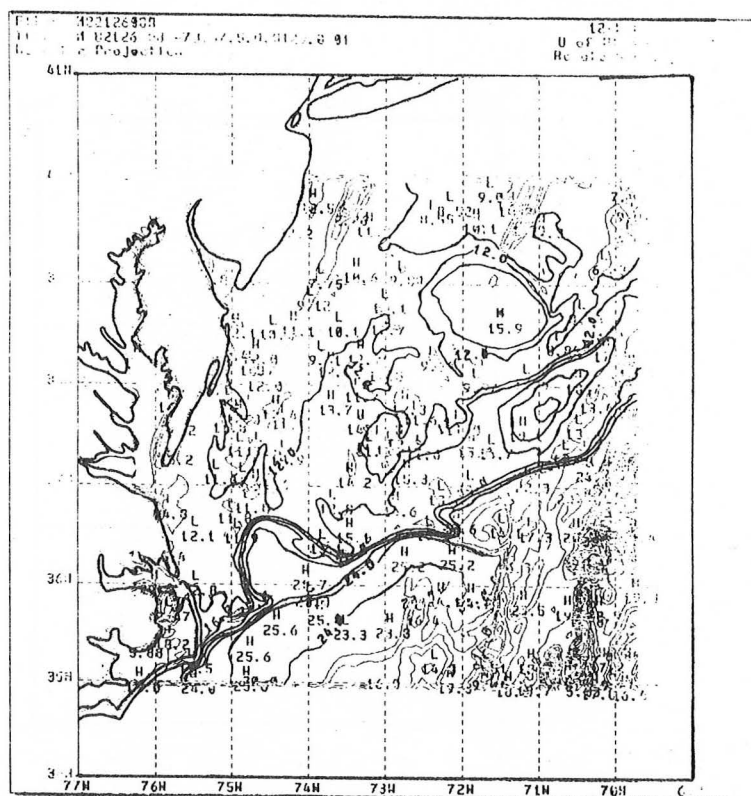


Fig. 3.11 Thermographies AVHRR-NOAA pour les 5 (a) et 6 (b) mai 1982, 08GMT (test 4).

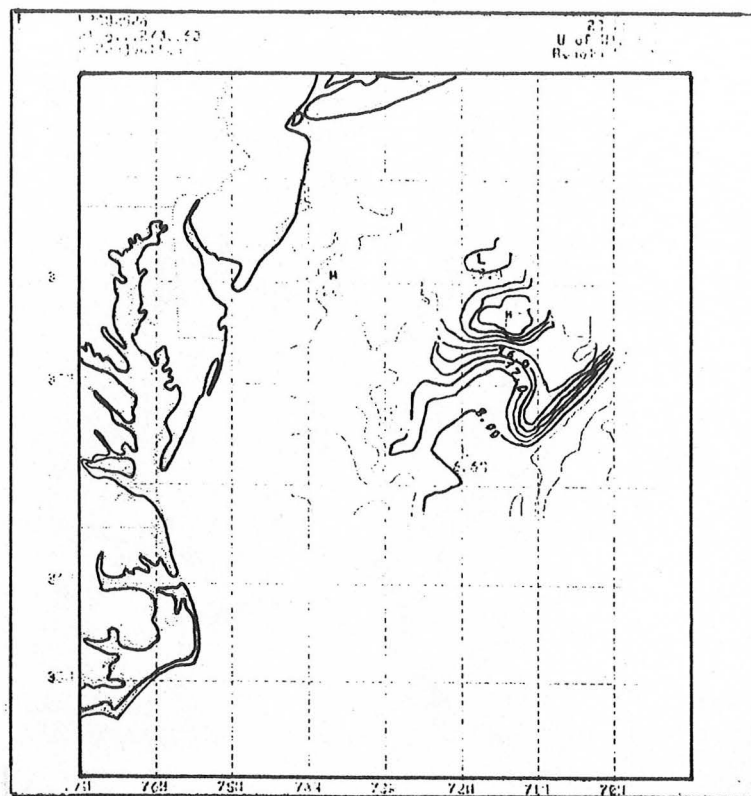


Fig. 3.12 Lignes de courant résultant du modèle, pour le test 4.

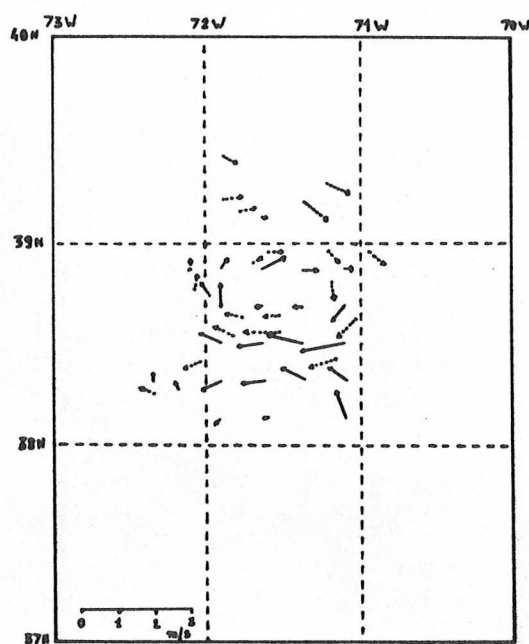


Fig. 3.13 Comparaison entre les champs de courant mesurés par XBT (traits tirets) et estimés (traits pleins) pour le test 4.

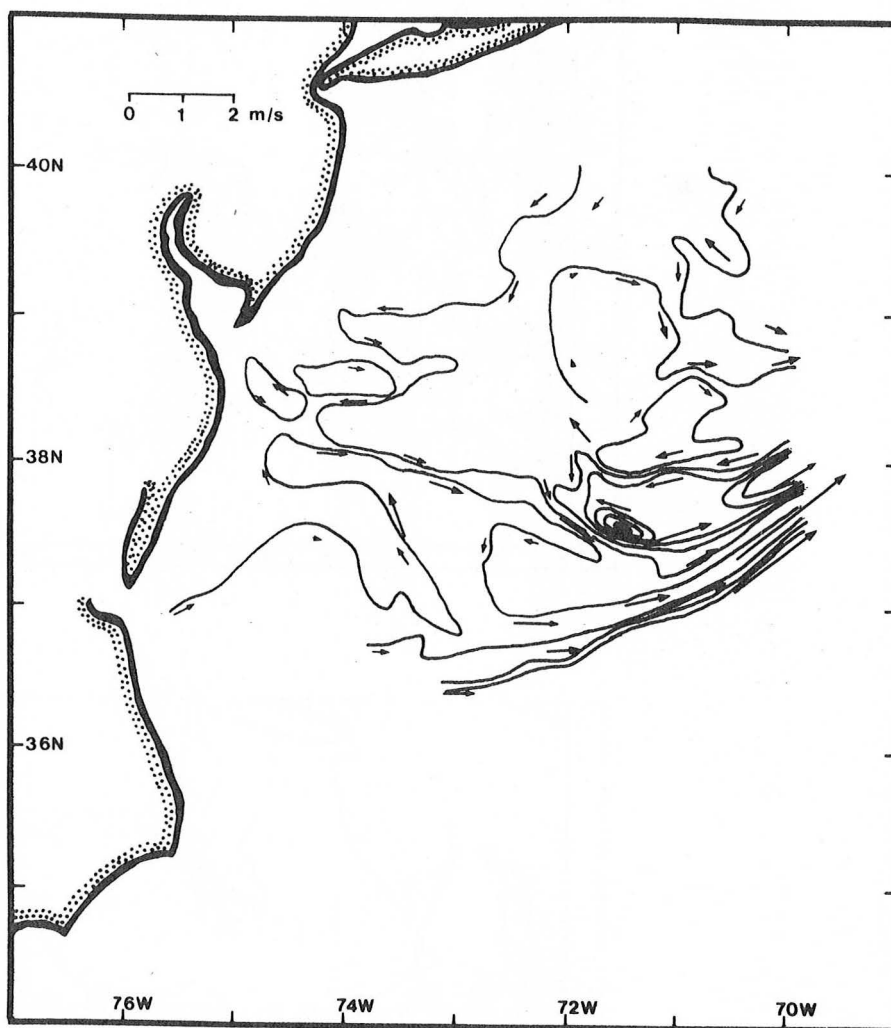
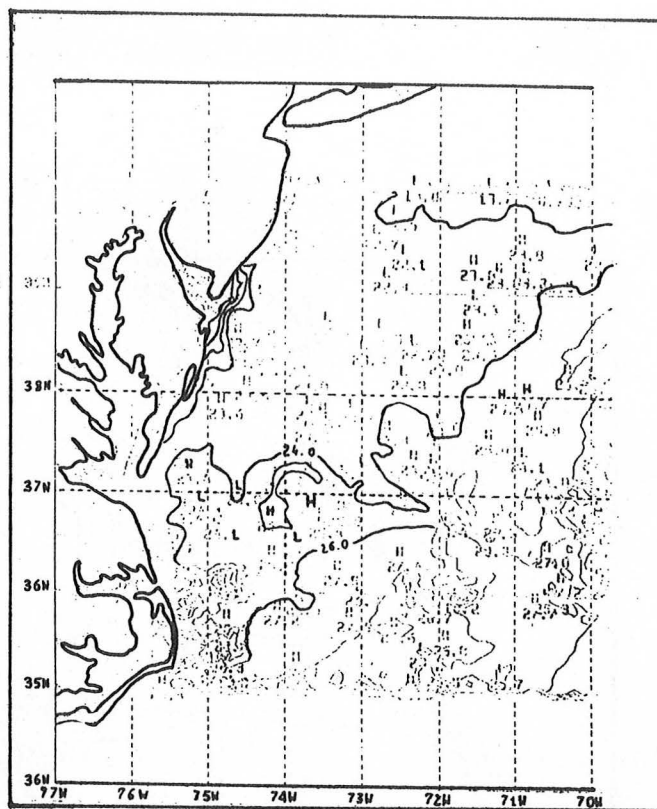


Fig. 3.14 Lignes de courant résultant du modèle, pour le test 5. Le couple de thermographies est présentée fig. 3.3.

A



B

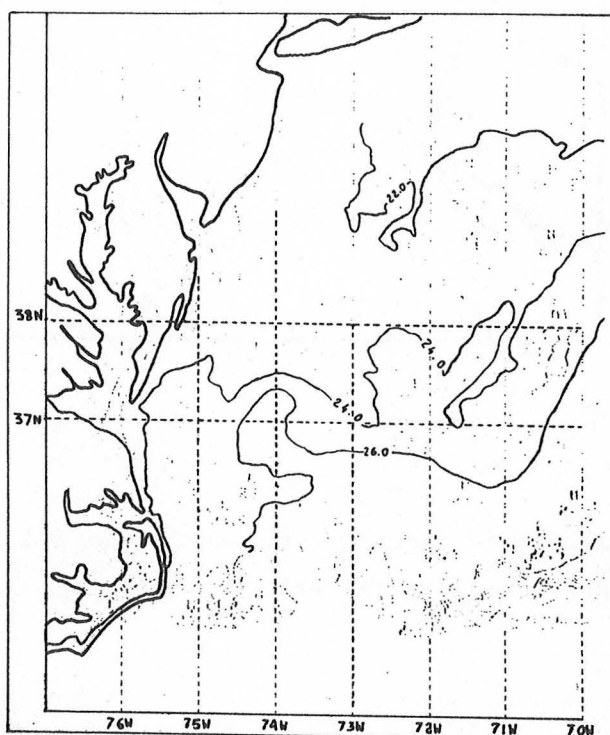


Fig. 3.15 Champs de température observés les 25 (a) et 26 (b) juillet 1982, 07GMT (test 6).

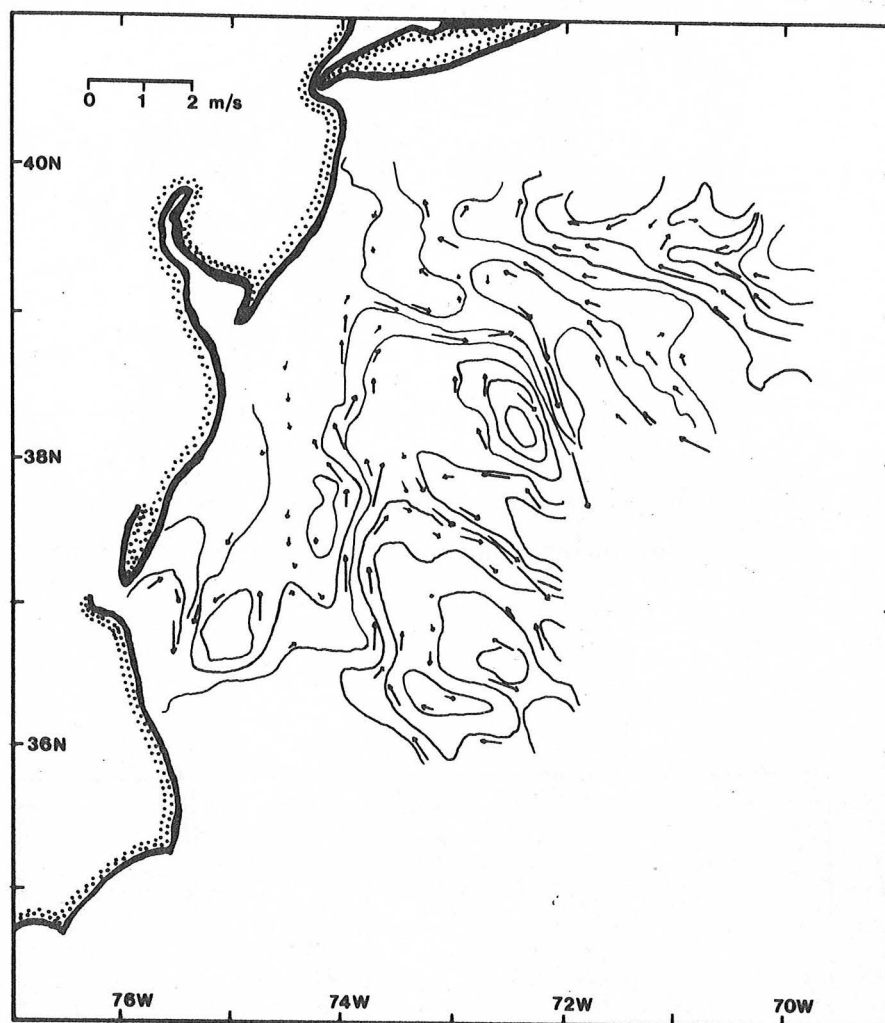


Fig. 3.16 Lignes de courant résultant du modèle, pour le test 6.

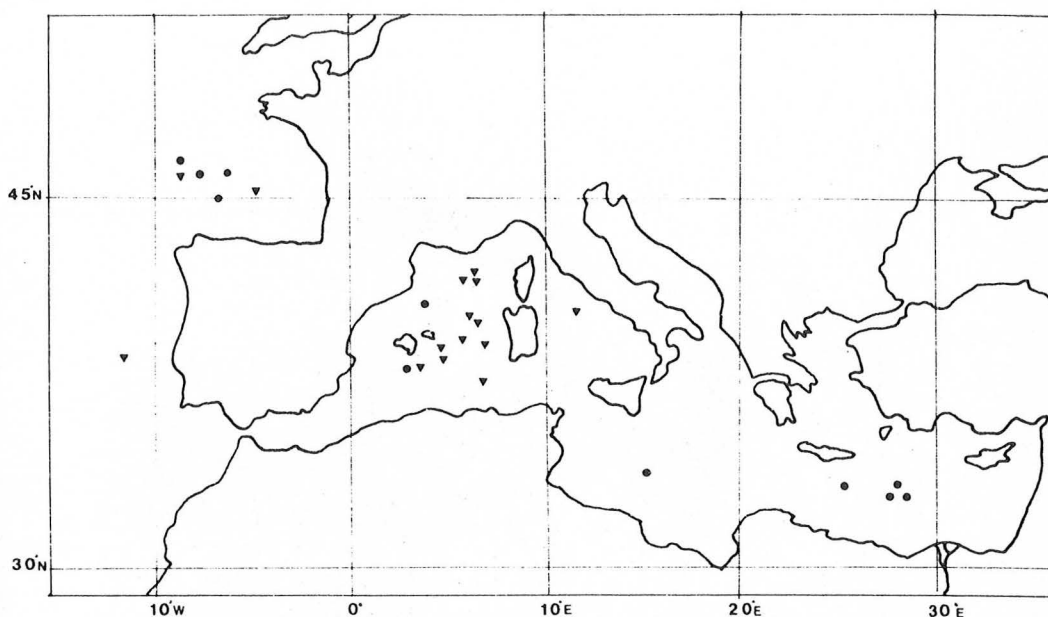


Fig. 3.17 Cartographie des zones d'étude des fonctions de structure des thermographies VHRR (cercles) et HCMR (triangles).

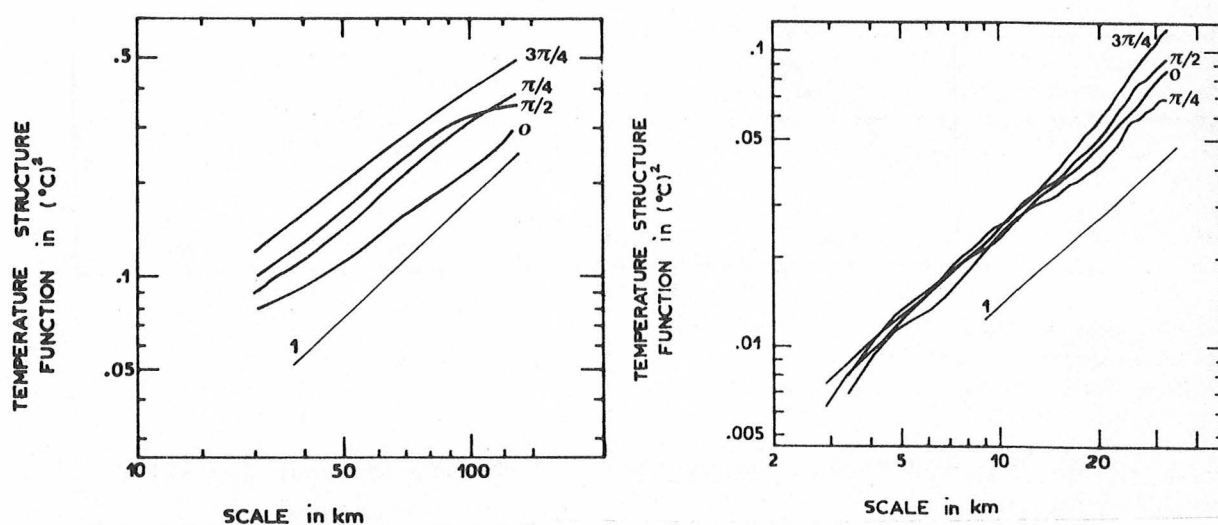


Fig. 3.18 Exemples de fonctions de structure calculées à partir des thermographies VHRR (à gauche) et HCMR (à droite), pour différentes directions indiquées le long des courbes. L'échelle h est portée en abscisse.

CHAPITRE 4

LA MESURE DE L'ETAT DE SURFACE ET DU VENT A LA SURFACE

DE LA MER A L'AIDE DU PROCHE INFRAROUGE (1 μm)

Il a été vu au chapitre 2, §2.2.2, qu'aux longueurs d'onde comprises entre 0,7 et 1,1 μm , le rayonnement d'origine marine parvenant au radiomètre est essentiellement dû à la réflexion de la lumière solaire sur la surface de la mer. Il s'ensuit que la mesure dans le proche infrarouge donne une indication sur le facteur de réflexion de la surface de la mer et sur sa variabilité spatiale.

Si la surface de la mer était parfaitement lisse, l'image spéculaire du soleil serait parfaitement ronde, homogène et centrée sur le "point horizontal spéculaire". Cependant la surface de la mer est toujours agitée. Par conséquent la zone de réflexion est composée d'un grand nombre de facettes de vague, chacune d'entre elles réfléchissant la lumière solaire suivant la loi de Fresnel. Ainsi un capteur ne recevra de l'énergie d'un point que si la facette de vague en ce point présente une pente telle que la lumière solaire soit réfléchie dans le champ d'observation du capteur, c'est à dire si les conditions de réflexion spéculaire sont satisfaites.

L'image spéculaire est donc inhomogène puisque les pentes de vague ne satisfont pas toutes les conditions de réflexion spéculaire requises. Plus la surface de la mer est agitée, plus il sera facile de trouver, loin du point horizontal spéculaire, des facettes de vague favorables à la réflexion vers le capteur. Il y a donc élargissement de l'image spéculaire lorsque l'agitation de la mer augmente.

Un capteur monté sur satellite est incapable de résoudre individuellement les facettes de vague réfléchissantes qui ont une surface de l'ordre de 0,1 mm^2 . L'ensemble de ces facettes sera vu comme un ensemble d'isophotes, appelé champ de réflexion (glitter pattern, en anglais).

La luminance provenant d'une partie de ce champ, vue comme un point par le capteur, dépend du nombre de facettes de vague, comprises dans cette partie et qui ont une pente satisfaisant la réflexion vers le capteur. Etant donné que plus la distance au point horizontal spéculaire croît, plus la pente requise est abrupte et en conséquence moins fréquente, le champ observé présente une luminance décroissant lentement

du centre vers les bords. Lorsque l'état d'agitation augmente, le champ s'élargit et la luminance au centre décroît. Il en résulte que des mesures de luminance absolue du point de réflexion maximale ou bien des mesures de la largeur du champ peuvent donner une indication de l'agitation de la mer et de la vitesse du vent, puisque l'élargissement est principalement causé par les vagues capillaires qui sont extrêmement sensibles au vent local.

Relier quantitativement la luminance à l'état d'agitation ou à la vitesse du vent nécessite la connaissance de la réflectance pour chaque point de l'image satellitaire (pixel). C'est à dire, puisque la réflectance dépend de la pente de chaque facette des vagues comprises dans la surface couverte par ce pixel, qu'il faut disposer d'un modèle de distribution de probabilité des pentes des facettes en fonction de l'agitation de la mer. Le modèle choisi est celui de Cox et Munk, présenté en §4.1.

Ce modèle est utilisé pour étudier la variation de luminance observée par satellite en fonction des différentes conditions d'illumination et d'observation ainsi qu'en fonction de l'état d'agitation de la mer (§4.2).

En §4.3, le champ de réflexion observé par satellite est exploré à l'aide de ce modèle. On en tire alors le champ de vitesse du vent à la surface de la mer. Pour exemple, cette méthode de calcul est appliquée à une image satellitaire AVHRR de la Méditerranée nord-occidentale et le champ de vent résultant est cartographié. Quelques problèmes de comparaison entre les paramètres évalués à partir de l'imagerie satellitaire et les mêmes paramètres mesurés in situ sont évoqués.

4.1 Le modèle de distribution de probabilité des pentes de vague de Cox et Munk

Du 25 août au 25 septembre 1951, Cox et Munk ont dirigé une expérience près de l'île de Maui, à Hawaï, qui consistait à prendre des photos aériennes de la zone de réflexion spéculaire du soleil pour différents états de la mer. Le fetch étant très grand, les seuls paramètres pris en compte dans cette expérience furent la vitesse et la direction du vent, tous les autres facteurs (stabilité de l'air, courant, etc..) étant ignorés.

Les conditions géométriques de réflexion spéculaire vers le capteur étant calculées, la répartition statistique des pentes de facettes de vague en fonction du vecteur vent fut déterminée d'après ces photos. Les résultats de cette expérience furent publiés par Cox et Munk dans trois principaux articles (1954a, 1954b, 1955).

Quelques-uns de ces résultats sont résumés ci-après.

Soit x la coordonnée perpendiculaire à l'axe du vent, y celle dans l'axe du vent et z l'altitude de la surface. Soit encore θ_n l'angle entre la normale à la facette de vague et la verticale et a l'azimut de cette normale, compté à la droite du vent. Alors les quantités

$$\begin{aligned} z_x &= \partial z / \partial x = \tan \theta_n \sin a \\ z_y &= \partial z / \partial y = \tan \theta_n \cos a \end{aligned} \quad (4.1)$$

sont les composantes "normale au vent" et "selon le vent" de la pente de vague. Les écarts-types de z_x et z_y sont notés σ_c et σ_u (c : crosswind et u : upwind). On définit alors les composantes normalisées :

$$\beta = z_x / \sigma_c \quad ; \quad \mu = z_y / \sigma_u \quad (4.2)$$

Soit le produit $p \, dz_x \, dz_y$ la probabilité pour que les valeurs des pentes soient comprises dans l'intervalle $[z_x \pm dz_x, z_y \pm dz_y]$. Cox et Munk ont trouvé que p pouvait être représenté par les premiers termes

d'une série de Gram-Charlier, qui, en première approximation, est une distribution gaussienne bidimensionnelle :

$$\begin{aligned}
 p(z_x, z_y) = & (2\pi\sigma_c\sigma_u)^{-1} \exp[-1/2(\beta^2 + \mu^2)] \\
 & [1 \quad \text{partie gaussienne} \\
 & - 1/2 c_{21}(\beta^2 - 1) \quad - 1/6 c_{03}(\mu^3 - 3\mu) \\
 & + 1/24 c_{40}(\beta^4 - 6\beta^2 + 3) \\
 & + 1/4 c_{22}(\beta^2 - 1)(\mu^2 - 1) + 1/24 c_{04}(\mu^4 - 6\mu^2 + 3)] \quad (4.3)
 \end{aligned}$$

La probabilité p s'exprime en première approximation comme une gaussienne bidimensionnelle anisotrope. Il y a en effet une asymétrie créée par le vent, l'écart-type "normal au vent" σ_c étant plus petit que celui "selon le vent" σ_u .

L'examen des ordres supérieurs fait apparaître une autre asymétrie entre les vagues "au vent" et celles "sous le vent". Il en résulte un "gauchissement" (skewness, en anglais) qui se traduit par le fait que la pente la plus probable est non nulle (augmentant avec la vitesse du vent) et de normale pointée sous le vent. Réciproquement, la probabilité de trouver des fortes valeurs de pente est plus grande au vent que sous le vent. Un autre écart à la gaussienne, le "peakedness", se traduit par une augmentation et du pic de la gaussienne et des ailes et a pour conséquence de rendre plus probables et les petites et les fortes valeurs de pente.

Les relations liant les écarts-type et les coefficients de l'équation (4.3) à la vitesse du vent V , trouvées par Cox et Munk sont :

$$\begin{aligned}
 \sigma_c^2 &= 0,003 + 0,00192 V \pm 0,002 \\
 \sigma_u^2 &= 0,000 + 0,00316 V \pm 0,004 \\
 \sigma^2 &= \sigma_c^2 + \sigma_u^2 = 0,003 + 0,00512 V \pm 0,004 \\
 c_{21} &= 0,01 - 0,0086 V \pm 0,03 \\
 c_{03} &= 0,04 - 0,033 V \pm 0,12
 \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned}
c_{40} &= 0,40 \pm 0,23 \\
c_{22} &= 0,12 \pm 0,06 \\
c_{04} &= 0,23 \pm 0,41
\end{aligned}
\tag{4.5}$$

En examinant les mesures de Cox et Munk, on s'aperçoit en fait que la dispersion des points de mesure est très grande et que l'incertitude sur les coefficients c_{ij} est très forte. Par exemple, pour un vent de 10 m/s, l'erreur sur les c_{ij} est de l'ordre de 50% et croît lorsque le vent décroît.

De même, l'estimation des σ_c^2 et σ_u^2 n'est pas très fine. Les erreurs relatives croissent lorsque le vent décroît et sont de l'ordre de 10% pour V égal à 10 m/s, de 16% (σ_c^2) et 25% (σ_u^2) à 5 m/s, et de 25% et 40% à 3 m/s. Quant à σ^2 , l'erreur relative est de 7, 14 et 22% pour les vitesses de vent pré-citées.

Les calculs précédents montrent que l'estimation de la partie anisotrope de la fonction $p(z_x, z_y)$ n'est pas fiable. Par contre, la relation liant σ^2 à la vitesse du vent V est assez précise. Négliger la partie anisotrope de $p(z_x, z_y)$ introduit une erreur croissant avec V et qui est de 10% pour 10 m/s, tandis que la garder introduit de nombreuses complexités de calcul, qui n'en valent pas la peine étant donné la grossièreté des estimations de ces coefficients. Par conséquent, on supposera dans la suite que la fonction $p(z_x, z_y)$ est une gaussienne isotrope, de moyenne nulle et d'écart-type σ .

La connaissance de cette distribution de probabilité permet l'estimation de la réflectance bidirectionnelle d'une portion de surface de la mer et donc de la quantité d'énergie parvenant au capteur spatial.

4.2 La mesure de l'état de surface dans l'infrarouge proche ($1 \mu\text{m}$)

Le modèle de Cox et Munk a été utilisé pour calculer la réflectance bidirectionnelle $R_g(\theta, \phi; \theta_0, \phi_0)$ due à la réflexion de la lumière solaire à la surface de la mer (Wald, Monget, 1983a, b, c, cf. § 8.4). Cette réflectance dépend de la position du soleil, décrite par ses angles zénithal θ_0 et azimuthal ϕ_0 (fig. 4.1), de la position du capteur (θ, ϕ) ainsi que de l'état d'agitation de la mer, représenté par la vitesse du vent V au travers du modèle gaussien isotrope de Cox et Munk.

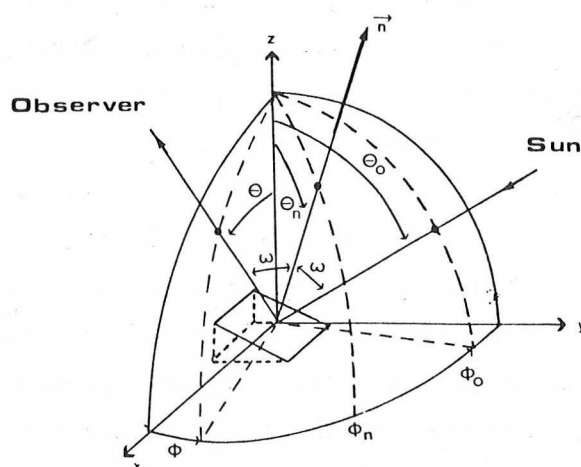


Fig. 4.1 Géométrie de la réflexion. Les rayons solaires sont réfléchis par la pente de la vague, définie par sa normale \vec{n} , puis observés dans la direction (θ, ϕ) .

Les articles pré-cités (§ 8.4) décrivent la variation de R_g en fonction de ces trois paramètres. Cette variation est importante et pour un même état de surface, une portion de mer pourra être vue soit très brillante, soit très noire, avec toutes les nuances intermédiaires, suivant la position du capteur par rapport à celle du soleil. Les principales conclusions de ces articles sont présentées ci-après.

La réflectance bidirectionnelle croît lorsque l'agitation de la mer

croît, sauf lorsque le soleil et le capteur sont à l'opposé (différence d'azimuts de 180°).

Pour une géométrie donnée (θ, ϑ ; θ_0, ϑ_0), l'angle d'observation θ de réflectance maximale croît avec l'agitation de la mer. Ceci signifie que lorsque la mer forçit, la luminance du point spéculaire horizontal décroît, et que la luminance maximale n'est plus observée en ce point (qui est défini pour une mer plate). Corrélativement, le champ de réflexion s'élargit.

De même pour un état de mer et un angle solaire zénithal donnés, l'angle de visée pour la réflectance maximale croît lorsque la différence des azimuts croît. C'est à dire que la réflectance maximale n'a pas lieu lorsque l'angle de visée est égal à l'angle zénithal solaire (excepté pour une différence d'azimuts de 180°).

Enfin, quelque soit l'état d'agitation, la réflectance décroît lorsque la différence des azimuts décroît et également lorsque l'angle solaire zénithal augmente. Ainsi pour nos latitudes, la luminance réfléchie par la mer sera minimale à la fin de l'automne et en hiver ($|\vartheta - \vartheta_0|$ petit et θ_0 grand) et maximale en juin ($|\vartheta - \vartheta_0|$ grand et θ_0 petit). Ceci concerne tous les satellites défilants à orbite quasi-polaire pour lesquels, sous nos latitudes et pour des heures de passage matinales, la différence azimuthale varie d'environ 100° en hiver à 170° en juin.

Dans le premier article du §8.4, sont présentées des valeurs de réflectance en fonction des paramètres de géométrie et d'état d'agitation (tableau 2). Ces valeurs ne doivent être considérées que comme indiquant des ordres de grandeur, étant donné le grand nombre d'hypothèses faites pour leur calcul. Dans l'article original, ces valeurs étaient fausses pour les grands angles zénithaux θ_0 et ϑ dans le cas où la différence d'azimuts est de 180° , comme l'a montré Koepke (1984). Le tableau a été corrigé et il n'y a aucune modification des conclusions précédentes.

Ces résultats peuvent être appliqués aux cas des satellites de type

Landsat et SPOT, dont les géométries d'observation sont bien définies, et permettent ainsi l'analyse des capacités offertes par ces satellites pour l'étude de l'état d'agitation de la mer.

L'une des conclusions de ces études (cf. §8.4) est que, quelle que soit la latitude, l'amplitude du signal reçue par ce type de satellite sera plus grande pour une mer forte que pour une mer calme, encore que la différence ne soit pas toujours perceptible (figs. 4.2 et 4.3). Ceci est particulièrement intéressant pour la détection des nappes d'huile en mer puisqu'en première approximation, on peut assimiler les nappes d'huile à la mer calme.

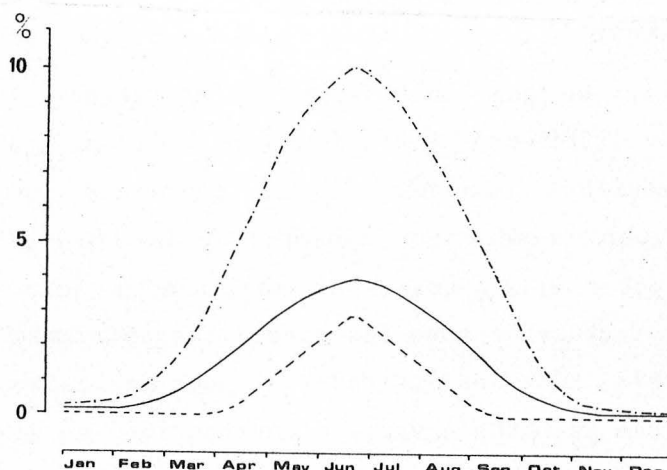


Fig. 4.2 Variation mensuelle de la réflectance observée par Landsat pour une atmosphère non-absorbante et pour différents états de surface. La courbe inférieure correspond à un vent de 5m/s, le trait plein à 14m/s et la courbe supérieure à 14m/s avec prise en compte de l'écume. La latitude est 45°N et le temps solaire moyen 10h30.

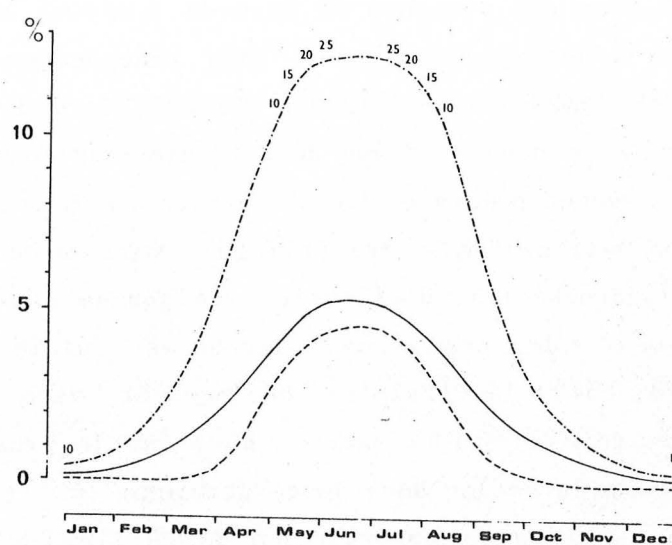


Fig. 4.3 Idem que fig. 4.2, mais pour SPOT. Le temps solaire moyen est 11h30. Les nombres sur les courbes indiquent l'angle d'obliquité de la visée, en degrés, correspondant à une réflectance maximale.

4.3 La mesure du vent dans la zone de réflexion spéculaire

Il a été montré dans les pages précédentes qu'un accroissement de l'agitation de la mer entraîne :

- un élargissement du champ de réflexion spéculaire
- un déplacement vers l'horizon du point le plus brillant
- une décroissance de la réflectance de ce point.

Ces trois phénomènes sont illustrés sur la figure 4.4, qui représente les champs de réflexion issus du modèle gaussien isotrope de Cox et Munk pour des vitesses de vent de 5 m/s et 10 m/s. Les conditions géométriques adoptées sont celles qu'a rencontrées le capteur AVHRR du satellite TIROS N, le 11 mai 1979 à 1514GMT, lors de l'orbite 2964. Cette figure représente donc le champ de réflexion qu'aurait observé le capteur AVHRR, à ce moment précis et sur la gauche du mouvement du satellite, si l'agitation de la mer avait été uniforme, sous un vent de 5 m/s, ou de 10 m/s. Avec l'acroissement d'agitation (de gauche à droite), on observe i) l'élargissement du champ des isophotes (diminution des gradients horizontaux), ii) le (faible) déplacement vers l'horizon (i.e. en direction du coin inférieur gauche) du point le plus brillant et iii) la décroissance de la réflectance de ce dernier.

L'image réellement observée par AVHRR TIROS-N (fig. 4.5) peut être confrontée au modèle. On remarquera le quasi-parallélisme des isophotes et de la trace au sol du satellite. La tache spéculaire est semblable à celle calculée de la fig. 4.4, excepté pour les ellipses centrales, dont les grands axes sont orientés NE-SW, c'est à dire dans le lit du vent (vent de NE). Le maximum de réflectance observé est situé à peu près à (40°N ; 20°W), en accord avec la prédiction du modèle.

Cependant, cette image, contrairement au modèle, présente deux centres brillants, l'un au large du Portugal et l'autre au large du Maroc, alors que ne devrait exister qu'une grande ellipse joignant ces deux centres. Cette séparation n'est qu'un effet atmosphérique, dû à une absorption locale du signal par une brume sèche.

L'image TIROS-N du 11 juin 1980 de la Méditerranée occidentale (fig. 4.6) illustre également le phénomène de réflexion spéculaire. Un vent de 10 noeuds soufflait d'ouest sur la Corse et la Sardaigne. Les côtes est de ces îles sont alors à l'abri du vent et c'est là que se trouvent les maxima de réflectance. Un troisième exemple est donné par l'image du 20 mai 1980 de la mer d'Alboran (fig. 4.7), prise par temps calme, en milieu de journée. A l'extrémité est de la tache blanche, une petite tache noire correspond à une zone de mer extrêmement plate. Cette zone se comporte comme un miroir et la lumière solaire s'y réfléchit dans une direction donnée qui n'est pas celle du capteur, qui ne reçoit donc aucune lumière. Ce phénomène est également visible fig. 4.8 et ces exemples montrent que, contrairement aux satellites de type Landsat ou SPOT, la variation de la géométrie d'observation pour les satellites de type NOAA fait qu'une zone calme peut apparaître soit claire, soit noire.

Les distributions d'isophotes issues du modèle gaussien isotrope ressemblent à ce que l'on observe sur les images satellitaires et de nombreux auteurs ont souligné la possibilité de dériver l'état d'agitation de la mer de ces images et par conséquent, le champ du module de la vitesse du vent, en utilisant l'un des trois phénomènes pré-cités.

Ces trois méthodes sont analysées en détail dans la publication présentée en §8.5. Il en ressort que celle utilisant l'élargissement est la plus fiable et la plus simple. Elle est fondée sur des considérations géométriques et le module de la vitesse du vent en un point est déterminé par la mesure du gradient local des isophotes.

La réflectance bidirectionnelle, R_g , due à la réflexion spéculaire, est une fonction de la densité de probabilité, p , et s'écrit (Cox, Munk, 1955) :

$$R_g(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0, V) = \pi \rho(\omega) p(\theta_n, V) / 4 \cos \theta_0 \cos \theta \cos^4 \theta_n \quad (4.6)$$

avec $\rho(\omega)$ le facteur de réflexion pour une mer absolument plate (coefficient de Fresnel, tableau 2.1, §2.2). Si R_g et R'_g désignent les valeurs de la réflectance en deux points distincts, leur rapport s'écrit :

$$R_g / R_g' = A \exp [-(1/\sigma^2) (\tan^2 \theta_n - \tan^2 \theta_n')] \quad (4.7)$$

où $A(\omega, \theta_0, \theta_0', \theta, \theta', \theta_n, \theta_n')$ ne dépend que de la géométrie (cf. §8.5). En combinant (4.4) et (4.7), on obtient une relation entre le module de la vitesse du vent, V (m/s), et l'élargissement de la tache spéculaire, définie par la différence entre θ_n et θ_n' :

$$V = (((\tan^2 \theta_n' - \tan^2 \theta_n) / \ln(R_g / R_g')) - 0,003) / 0,00512 \quad (4.8)$$

On peut ensuite montrer que cette relation est vraie en première approximation, en remplaçant la réflectance R_g par le compte numérique observé par satellite, et que cette méthode ne nécessite pas d'étalonnage, ce qui facilite sa mise en oeuvre.

Une cinquantaine d'images AVHRR de la Méditerranée et de l'Atlantique nord-est ont été utilisées pour calculer, à l'aide de la relation (4.8), le module de la vitesse du vent en quelques points arbitraires des images. Les résultats sont en bon accord avec les vitesses de vent coïncidentes, obtenues soit par mesure directe aux stations météorologiques, soit par dérivation des cartes des isobares de surface de la Météorologie Nationale Française ou de la République Fédérale Allemande (§8.5).

Si elle donne de bons résultats quant au module de la vitesse du vent, cette méthode, par contre, ne donne la direction du vent qu'en de rares cas. Le champ du module de la vitesse du vent peut être calculé avec une maille rectangulaire d'environ 10 km (E - W) x 1 km (N - S), et avec une précision de l'ordre de 1 m/s. Cette méthode, très simple à utiliser, pourrait être appliquée dans les zones océaniques où la couverture météorologique est faible, en attendant l'avènement d'un diffusionmètre satellitaire opérationnel.

La figure 4.9 montre un exemple de cartographie du module de la vitesse du vent (fig. 4.9b) à partir d'une observation satellitaire dans

l'infrarouge proche (fig. 4.9a). L'image utilisée est celle de la Méditerranée nord-occidentale du 3 avril 1980, à 0806GMT, obtenue par le capteur AVHRR de NOAA-6. La projection cartographique est celle du capteur. Les vents sont forts sur le golfe du Lion (plus de 10 m/s) et s'affaiblissent en mer Ligure, selon un schéma classique.

Cette carte illustre la forte variabilité spatiale de l'intensité du vent dans cette région. On trouvera dans le tableau 4.1 les valeurs d'intensité du vent observées en différents points de la côte pour 06 et 09GMT. Dans le golfe du Lion, le vent soufflait du secteur nord (mistral). Etant donné la forte variabilité temporelle du vent, on peut déduire de la comparaison de la figure 4.9 et du tableau 4.1 que l'accord est satisfaisant, sans toutefois pouvoir quantifier cet accord.

Cet exemple met en évidence les difficultés de comparaison entre les valeurs évaluées à partir des mesures satellitaires et celles mesurées sur site. Pour une cartographie à aussi fine échelle, les cartes d'isobares de surface ne sont pas satisfaisantes car leur tracé est approximatif et les sémaphores ne donnent que le vent à la côte. Il serait donc nécessaire de disposer de mesures en mer.

Par ailleurs, la nature des évaluations satellitaires est très différente de celle des mesures sur site. La mesure satellitaire est une mesure instantanée intégrée spatialement (16 km^2 dans le cas de la figure 4.9) tandis que la mesure anémométrique est une mesure ponctuelle intégrée temporellement. La relation espace - temps étant inconnue, il est difficile de faire des comparaisons instantanées et il faut recourir à des comparaisons statistiques afin de pouvoir estimer la validité d'une telle méthode. Cette conclusion peut être étendue à la plupart des méthodes d'estimation de paramètres géophysiques à partir des mesures satellitaires.

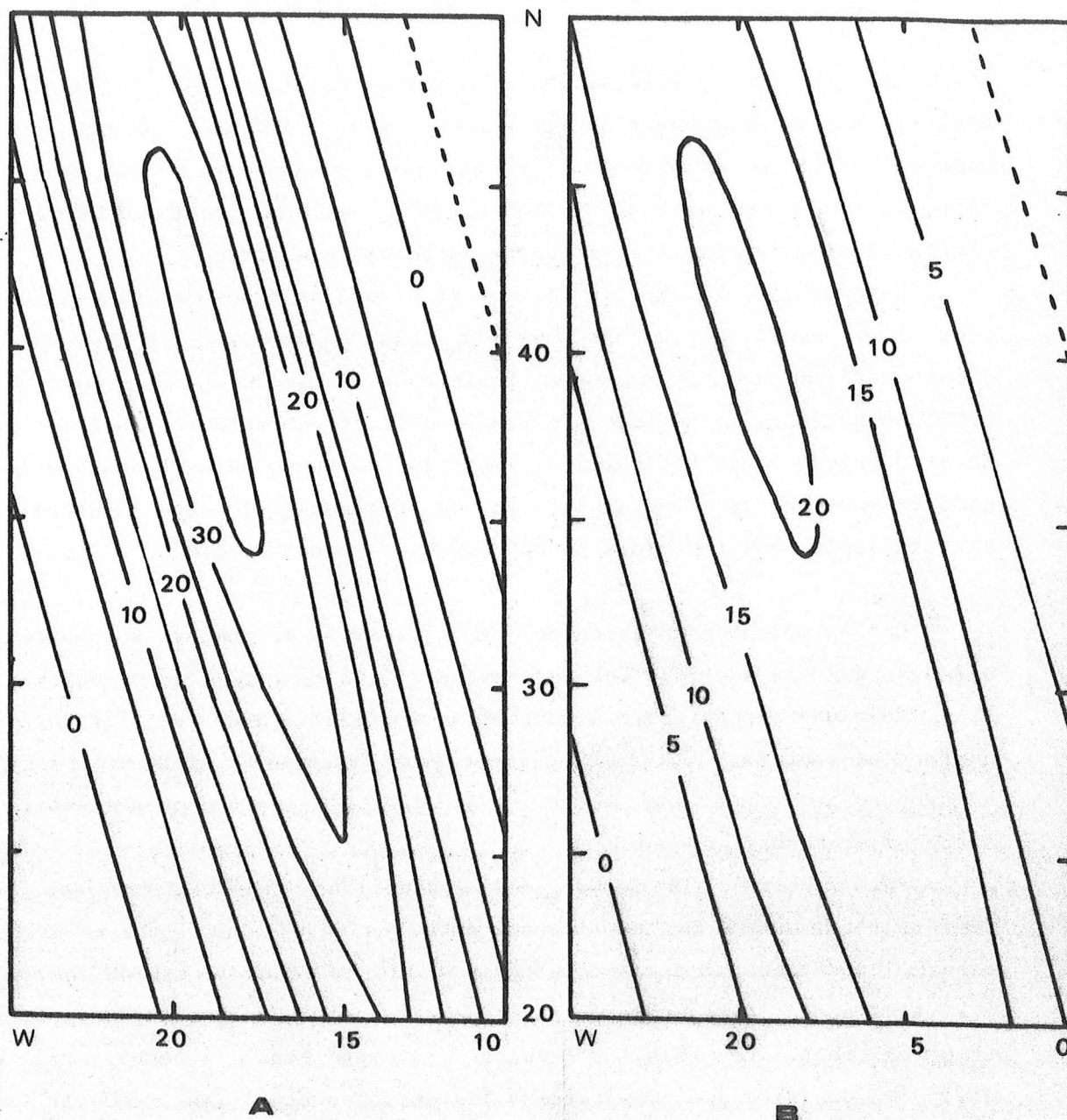


Fig. 4.4 Cartographie schématique, d'après le modèle gaussien isotrope de Cox et Munk, des réflectances bidirectionnelles (%) qu'aurait observées le capteur AVHRR/TIROS-N, le 11 mai 1979, à 1514GMT, si l'agitation de la mer avait été homogène, sous un vent de 5 m/s (A), ou de 10 m/s (B). Les tirets représentent la trace au sol du satellite, le soleil étant à l'ouest de cette trace. Noter, avec l'accroissement de l'agitation, l'élargissement du champ d'isophotes, le déplacement vers l'horizon (vers l'ouest) du point le plus brillant et la décroissance de sa réflectance.



VISUALISATION QUICK-LOOK D IMAGE TIROS-N ...
LE 11/ 5/1979 A 15H 13M 55S TU - ORB. 2964

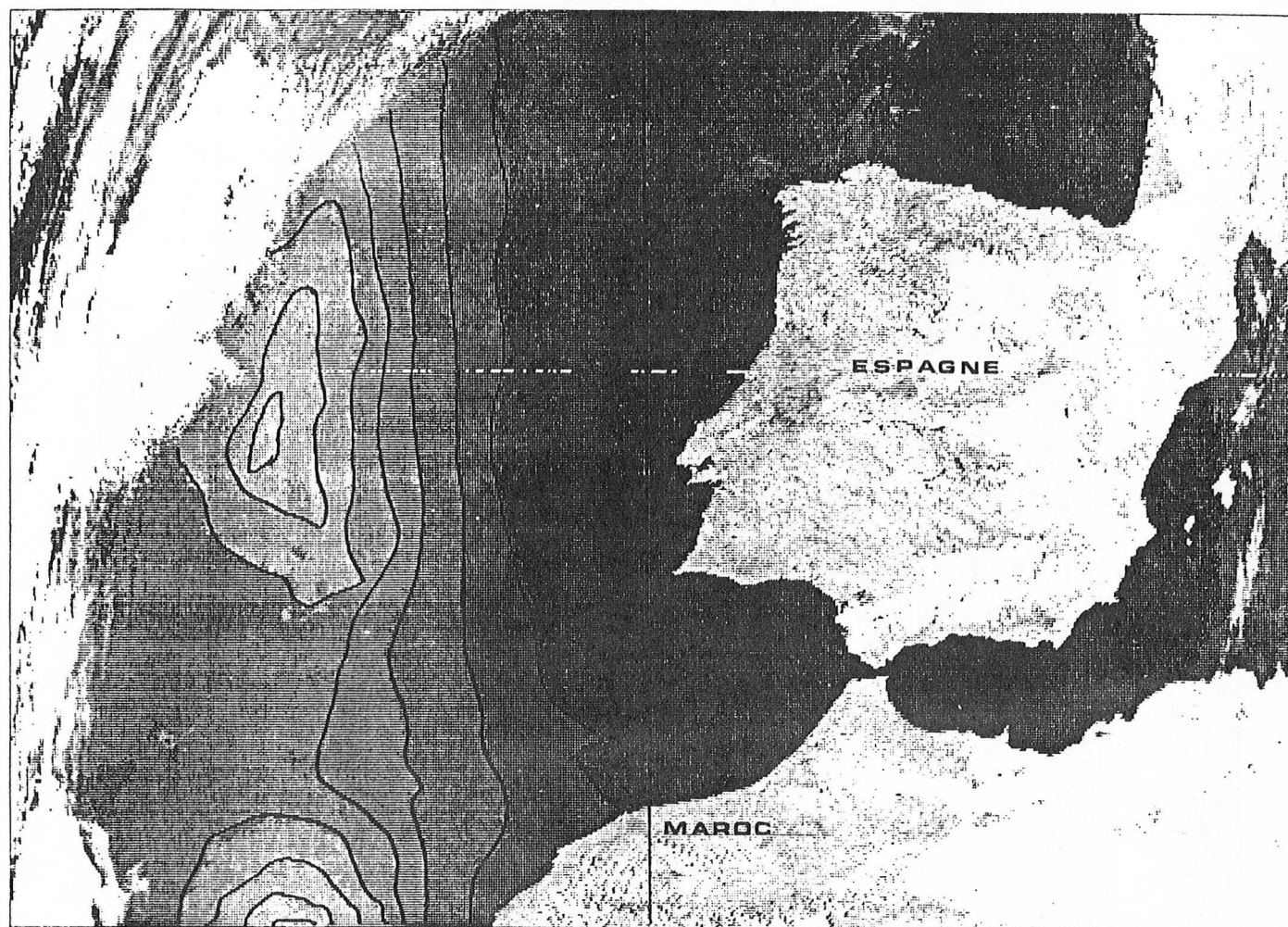


Fig. 4.5 Cartographie du champ de réflexion réellement observé par AVHRR TIROS-N, le 11 mai 1979, 1514GMT. Le trait vertical médian indique la trace au sol du satellite. Comme pour les images suivantes, les fortes réflectances sont portées en blanc. La séparation de la tache spéculaire en deux est due à la présence locale d'un banc de brume sèche, qui atténue fortement le signal réfléchi par la surface de la mer.



VISUALISATION QUICK-LOOK D IMAGE TIROS-N ... CANAL 2
LE 11/ 6/1980 A 7H 55M 21S TU - ORB. 4971 - 1080 LIGNES LUES

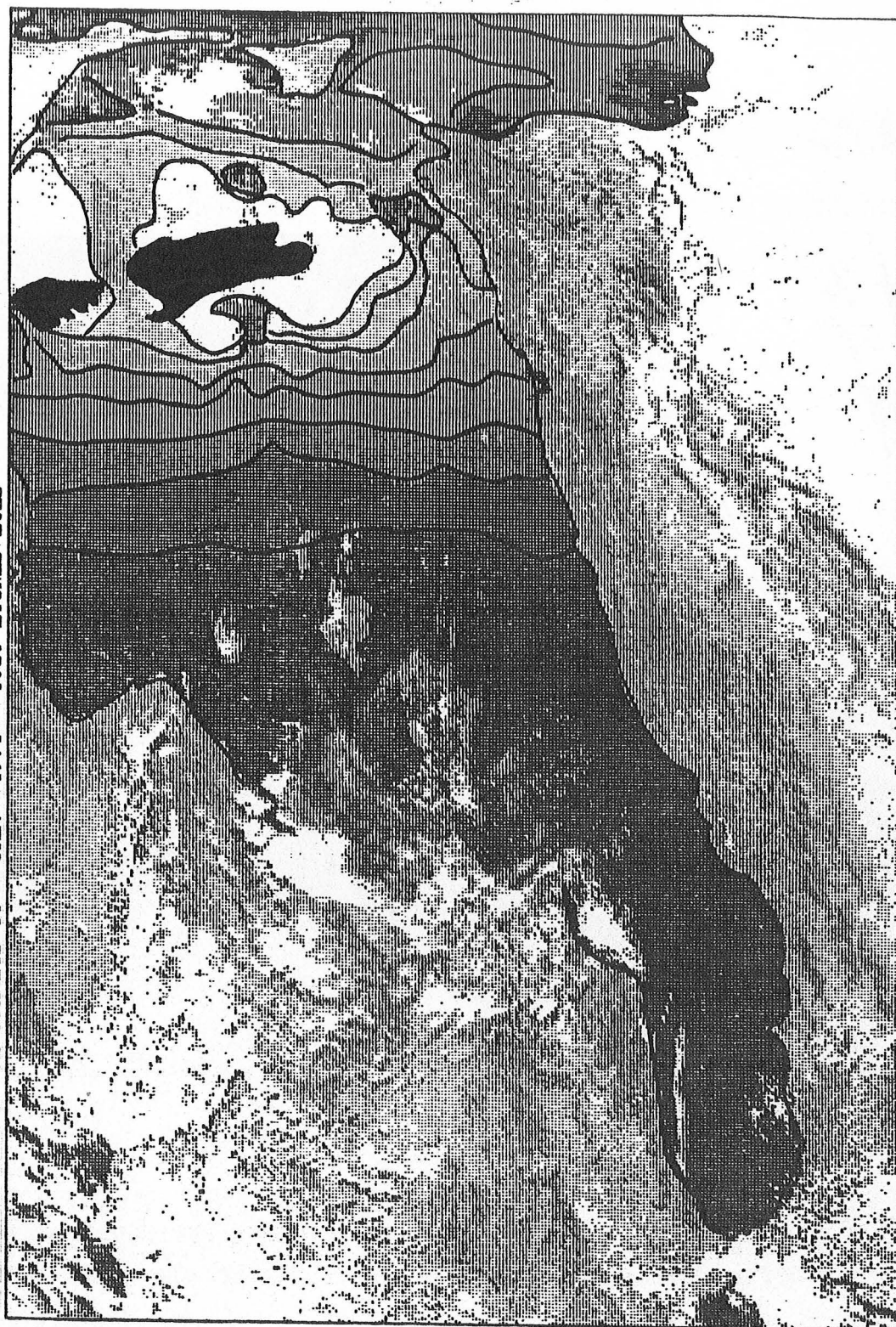


Fig. 4.6 Image infrarouge proche AVHRR TIROS-N du 11 juin 1980. Noter le quasi-parrallélisme des isophotes et de la trace au sol du satellite (verticale médiane de l'image).



VISUALISATION AU 1/2000000 D IMAGE TIROS-N ... CANAL 2
 LE 20/ 5/1980 A 14H 37M TU - 330 LIC - 512 COL - CODE 0 = 0 DC - PAS = .20 DC - MER D'ALBORAN . REFLEXION SPECULAIRE

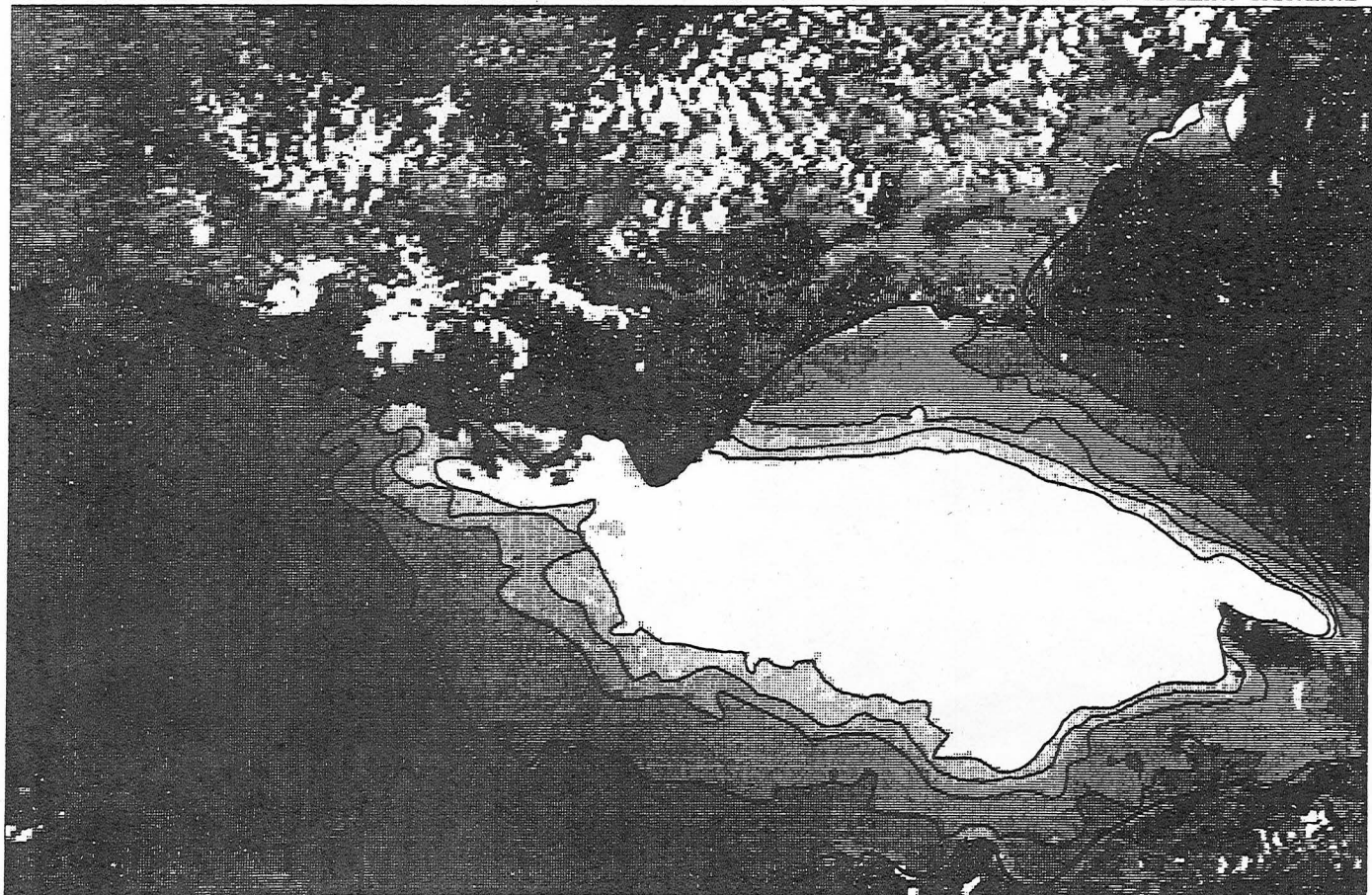


Fig. 4.7 Image infrarouge proche AVHRR TIROS-N du 20 mai 1980, de la mer d'Alboran.

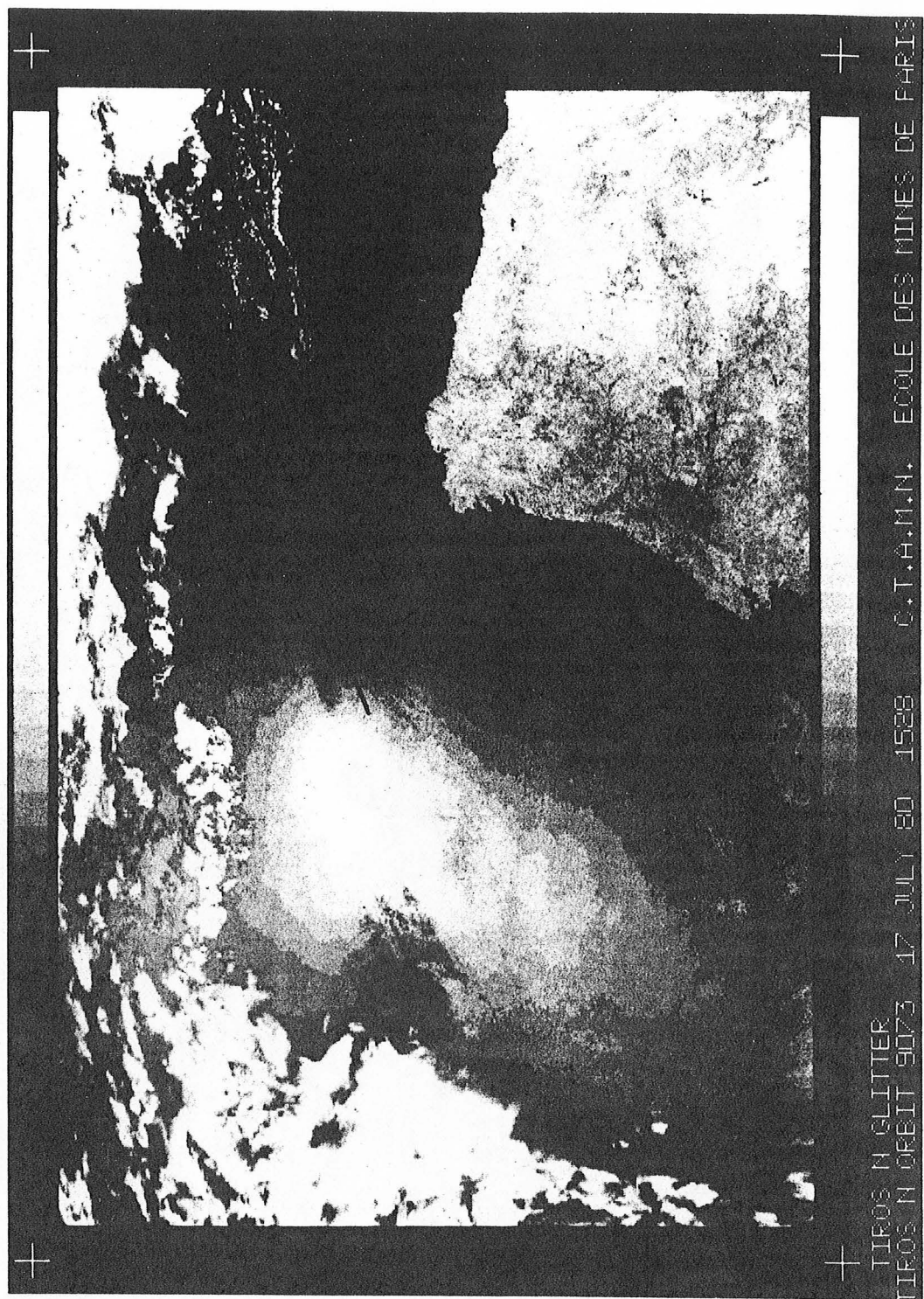


Fig. 4.8 Image infrarouge proche AVHRR TIROS-N du 17 juillet 1980, à 1528GMT. La zone de réflexion spéculaire au large du Portugal est clairement visible et est à rapprocher de la figure 4.4.

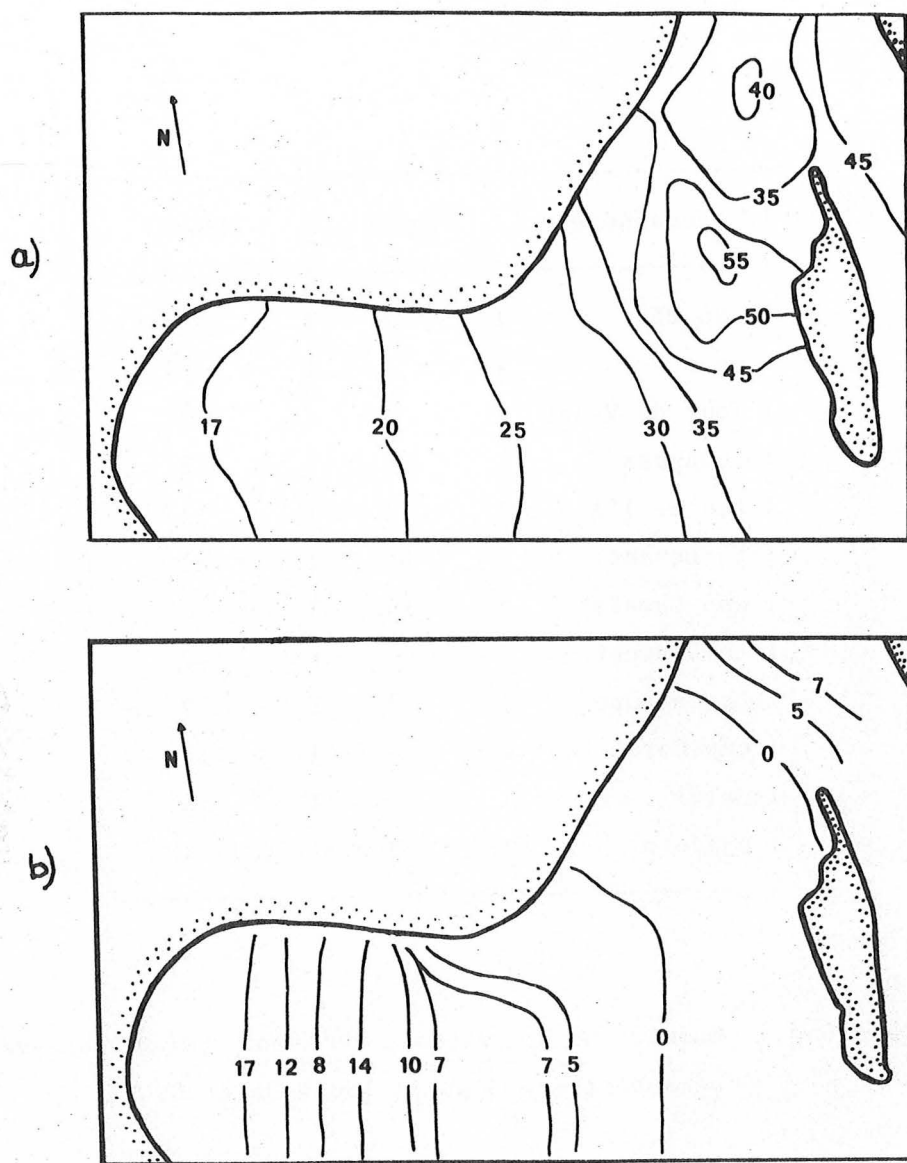


Fig. 4.9 Cartographie schématique de l'image infrarouge proche de la Méditerranée nord-occidentale, obtenue par le capteur AVHRR de NOAA 6, le 3 avril 1980 à 0806GMT (a), et du champ du module de la vitesse du vent (b) calculé d'après (a). Les isophotes sont exprimées en unités arbitraires et les vitesses en m/s.

I	sémaphore	I	06GMT	I	09GMT	I
I	-----	I	-----	I	-----	I
I	cap Béar	I	15	I	20	I
I	Sète	I	7	I	8	I
I	Tour du Valat	I	9	I	13	I
I	Pomègues	I	21	I	18	I
I	Bec de l'Aigle	I	12	I	11	I
I	Le Levant	I	11	I	11	I
I	cap Camarat	I	10	I	8	I
I	Le Dramont	I	4	I	2	I
I	La Garoupe	I	3	I	2	I
I	cap Corse	I	8	I	12	I
I	Calvi	I	2	I	6	I
I	Ajaccio	I	3	I	4	I

Tableau 4.1 Module de la vitesse du vent (m/s) observé en différents
sémaphores le 3 avril 180 à 06 et 09GMT.

CHAPITRE 5

APPORT DES IMAGES SATELLITAIRES A LA CONNAISSANCE DE LA

DYNAMIQUE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE DE LA MER LIGURE

La connaissance de la mer Ligure, la compréhension de sa dynamique et de ses propriétés physico-chimiques et biologiques, sont devenues de nos jours une nécessité. Etant donné que la mer Ligure est bordée par de grandes et nombreuses communautés urbaines et industrielles, la pollution marine par les rejets urbains et industriels, et par les rejets illégaux des navires pétroliers est devenue très importante (Helmer, 1977 ; Osterberg, Keckes, 1977 ; Wald et al, 1983, 1984). Le contrôle de la pollution et l'estimation de son impact sur l'environnement passent par une meilleure connaissance de la mer Ligure.

Dans cette optique, la circulation marine superficielle et l'influence du vent sont particulièrement intéressantes à étudier puisque le déplacement d'une nappe d'un quelconque polluant est fonction des courants de surface.

La circulation moyenne superficielle de la mer Ligure est étudiée depuis relativement longtemps (Gostan, 1961, 1968 ; Hela, 1963 ; Lacombe, Tchernia, 1972 ; Le Floch, Romanovsky, 1954 ; Le Pichon, Troadec, 1963 ; Stocchino, Testoni, 1977, 1978 ; Trotti, 1953) mais il a fallu attendre le développement de la télédétection par satellite et surtout la mise en oeuvre du radiomètre AVHRR pour obtenir une image réaliste de la structure thermique de la surface ainsi que de la grande variabilité des structures dynamiques aux échelles 10-100 km. L'application des méthodes d'interprétation des images satellitaires et d'extraction de caractéristiques océaniques à l'étude de la mer Ligure permet de mieux comprendre la circulation générale et de mettre en évidence les instabilités dynamiques et leur répartition spatiale.

5.1 Description de la circulation superficielle en mer Ligure

5.1.1 Caractéristiques générales

On rencontre trois masses d'eau en mer Ligure. On trouve tout d'abord une couche superficielle d'origine atlantique dont l'épaisseur varie d'environ 200m sur les bords à 50m au centre du bassin et de caractéristiques variables car directement soumises aux conditions météorologiques (Stocchino, Testoni, 1978). Dessous et jusqu'à 700-800m se situe l'eau intermédiaire d'origine levantine de température 13,25°C, de salinité 38,52 et de densité potentielle 29,08, surmontant la couche d'eau profonde de température potentielle 12,70°C, de salinité 38,41 et de densité potentielle 29,11.

En accord avec l'équation du vent thermique, les eaux les plus légères se situent à la périphérie du mouvement cyclonique général. La structure verticale des isopycnes est alors en forme de dôme. Excepté en février-mars lorsque la température est homogène et les différences de densité dues aux seules variations halines, la structure thermique de surface reflète la circulation générale : les thermographies montrent clairement les eaux froides au centre et les eaux chaudes à la périphérie, séparées par un front thermique plus ou moins marqué (Wald, 1980 ; Wald, Nihous, 1980, cf. § 8.1).

En mer Ligure, la circulation générale est cyclonique. Deux flots entrent en mer Ligure de part et d'autre de la Corse, en provenance du sud. Ils sont formés d'eau d'origine atlantique qui a transité, soit par le bassin algero-provençal (flux ouest-corse), soit par la mer Tyrrhénienne (flux est-corse ou toscan selon certains auteurs italiens). L'eau est-corse est en moyenne plus chaude (0,3-0,4°C) et plus salée (0,13) que l'eau ouest-corse (Astraldi et al, 1980). Après s'être rejoint au nord du cap Corse, ils forment un courant de surface puissant (le courant Ligure ou Liguro-provençal) qui coule le long des Rivières italienne et française et quitte la mer Ligure le long des côtes varoises (fig. 5.1).

5.1.2 Les flux Ligure et ouest-corse

Les flux superficiels en mer Ligure sont importants et sont du même ordre de grandeur que le flux d'eau atlantique entrant en Méditerranée par le détroit de Gibraltar. D'après Bethoux et al (1982), le flux barocline annuel moyen mesuré devant Nice est égal à $1,4 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ et à $0,7 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ devant Calvi. Les vitesses de surface sont en moyenne de 30-50 cm/s.

Les flux Ligure, ouest-corse et est-corse varient au cours de l'année. Reprenant la plupart des mesures hydrologiques (en particulier : HYDROKOR, 1973, 1975 et Gostan, 1967), Bethoux et al (1982) ont trouvé que le flux barocline Ligure décroît lentement de janvier à octobre, croît brutalement en novembre et reste stationnaire jusqu'en janvier. Le flux barocline ouest-corse diminue fortement aux mois de novembre et décembre (fig. 5.2), impliquant un fort accroissement du flux est-corse, qui reste à vérifier.

Les flux baroclines ne tiennent évidemment pas compte de la composante barotrope du mouvement. Les observations courantométriques de la campagne DYOME (juillet 1981 - juillet 1982) montrent que cette composante est notable mais l'erreur sur les flux superficiels déduits des mesures hydrologiques n'est d'environ que de 10% (fig. 5.3, Millot, communication personnelle).

5.1.3 Le flux est-corse

Les échanges entre la mer Tyrrhénienne et la mer Ligure sont encore moins bien définis ; ils se font à travers le canal de Corse (entre la péninsule du cap Corse et l'île d'Elbe) et le canal de Piombino (fig. 5.4), qui intervient de manière négligeable, étant donné sa faible profondeur. Le canal de Corse se sépare lui-même en deux autres canaux : le canal de Capraia (Corse-Capraia) et le canal d'Elbe (Capraia-Elbe).

D'après Stocchino, Testoni (1968), seulement 10 % du flux entrant en mer Ligure passe par le canal d'Elbe. A l'est de Capraia, le courant d'une part dépend, en vitesse et en direction, des contraintes de basse fréquence, supérieures à dix jours, dues au vent (Elliot, 1979a et b) et d'autre part est fortement perturbé par des fronts et des méandres probablement induits par la circulation plus au large (Esposito, Manzella, 1982). La circulation dans cette région est complexe mais relativement peu importante.

Par conséquent, les échanges se font principalement par le canal de Capraia. Comme le courant dans le canal de Corse ne porte pas uniformément au nord et qu'il y existe une circulation cyclonique (Stocchino, Testoni, 1968 ; Lusetti, Stocchino, 1981 ; fig. 5.4), la connaissance du flux d'eau tyrrhénienne entrant en mer Ligure passe par la mesure du flux traversant le canal de Capraia.

Le courant dans ce dernier porte au nord à une vitesse en surface de 20-30 cm/s. Le long de la péninsule du cap Corse s'écoule un étroit contre-courant vers le sud, de largeur environ cinq milles nautiques, qui a été observé à l'aide de mesures directes et indirectes, et sous différentes conditions de vent, par Cano, Stocchino (1966), Hela (1963), Le Floch (1963), Stocchino, Testoni (1968) ; il a également été calculé à partir des thermographies AVHRR suivant la méthode exposée au chapitre 3 (fig. 5.5). Sa vitesse superficielle est estimée entre 5 et 30 cm/s.

Le flux moyen est-corse ainsi que sa variation annuelle sont encore très mal connus. Stocchino, Testoni (1968) ont effectués des mesures directes dans le canal de Capraia, en juin 1966, et calculé un flux de $0,76 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. En supposant qu'il y a équilibre entre la somme des flux baroclines est- et ouest-corse et le flux barocline Ligure, Bethoux et al (1982) ont proposé un schéma de variation du flux est-corse (fig. 5.2). A noter que sur cette figure, reproduite d'après ces auteurs, ceux-ci ont confondu les canaux de Corse et de Capraia et que si leurs résultats ainsi que ceux de Stocchino, Testoni concernent le canal de Capraia, par contre les résultats de Le Floch concernent le canal de Corse et ne peuvent être comparés aux précédents. Quant aux estimations de flux barocline faites par Trotti (1954) et de flux total par Lusetti, Stocchino (1981), elles

sont de l'ordre de $0,5 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$ et varient peu dans le temps, ce qui est en contradiction avec les fortes variations présentées par Bethoux et al.

Il ressort de cette discussion que si un schéma de circulation dans les canaux de Corse, de Capraia et d'Elbe semble à peu près admis, il n'existe pas encore d'estimations indiscutables du flux d'origine tyrrhénienne entrant en mer Ligure et de ses variations au cours de l'année. La connaissance de ce flux est pourtant importante pour une bonne compréhension de la dynamique de la mer Ligure.

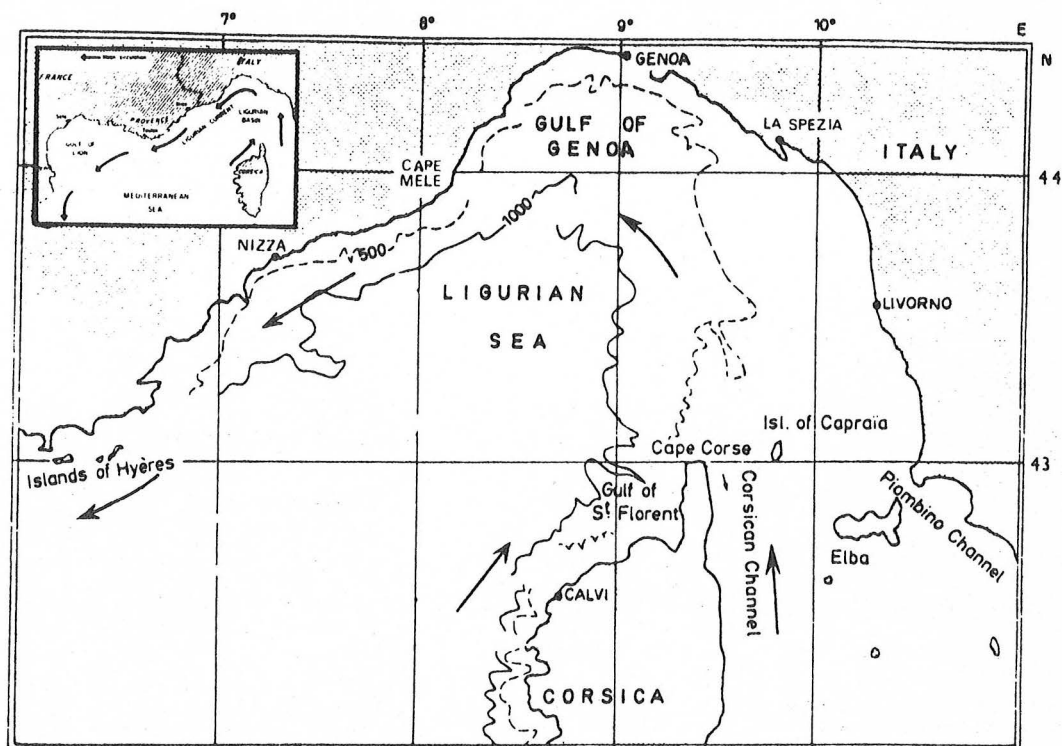


Fig. 5.1 Carte de la mer Ligure et de la circulation générale superficielle. Les flèches indiquent les directions des courants. Les profondeurs sont en mètres.

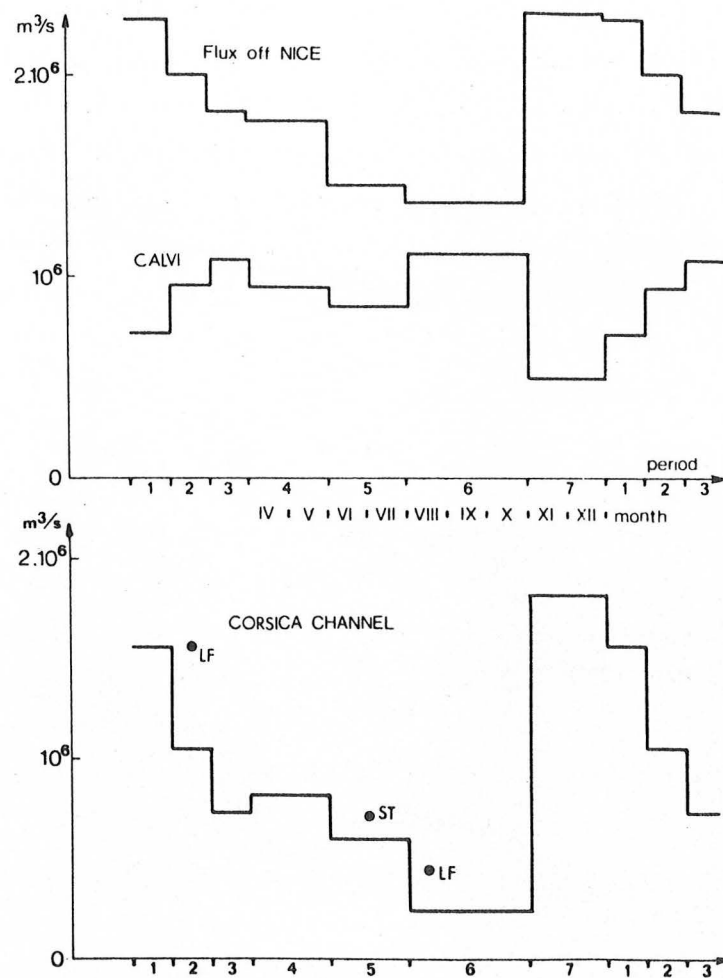
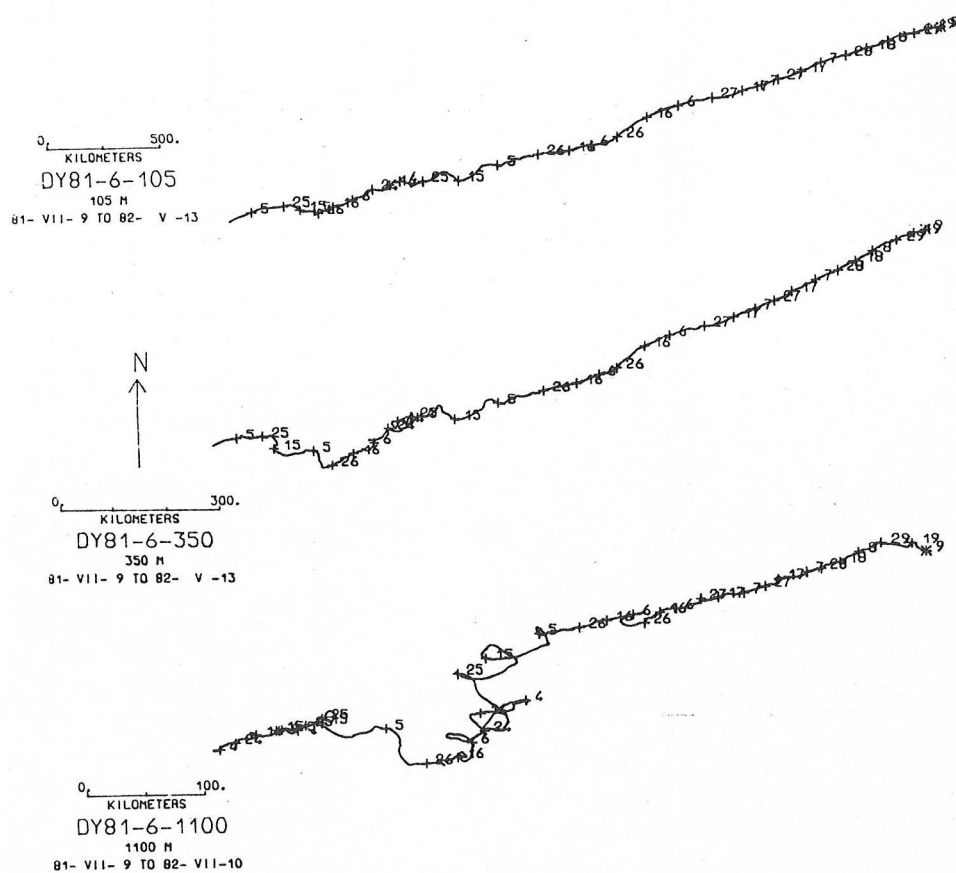
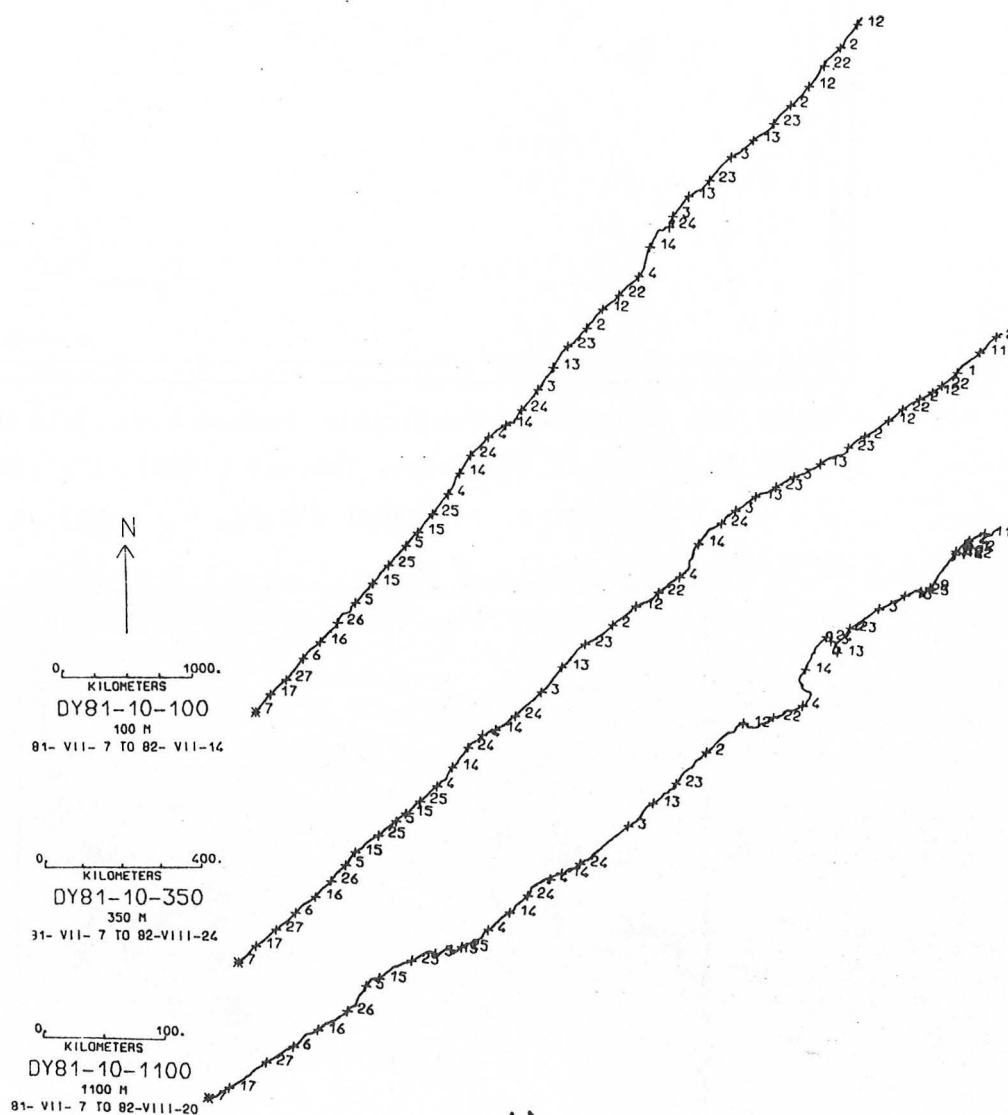


Fig. 5.2 Variations mensuelles des flux baroclines devant Nice et Calvi et, par déduction, à travers le canal de Capraïa (et non de Corse, comme indiqué), d'après Bethoux et al (1982). Les mesures directes de Stocchino, Testoni (ST) pour le canal de Capraïa et de Le Floch (LF) pour le canal de Corse, ont été reportées.



a)

Fig. 5.3 Hodographes des courants observés durant DYOME aux stations 6 (Nice, fig. 5.3a) et 10 (Calvi, fig. 5.3b, page suivante), à 100, 350 et 1100 m. La circulation générale est notable jusqu'à 1100m. Dans la partie nord, l'importance relative des perturbations croît avec la profondeur durant l'hiver, alors que la variabilité de la branche sud reste constante au cours de l'année. Communication de Millot.



b)

Fig. 5.3b Hodographes des courants devant Calvi. Voir légende de la figure 5.3a, page précédente.

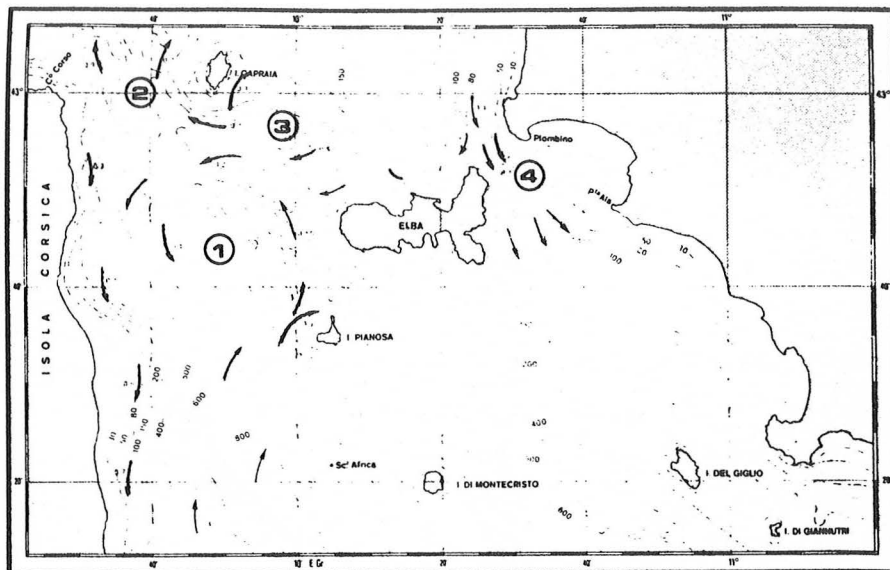


Fig. 5.4 Carte des courants superficiels (noeuds) en juin 1966 dans le canal de Corse. In Stocchino, Testoni (1968). 1 : canal de Corse, 2 : canal de Capraia, 3 : canal d'Elbe, 4 : canal de Piombino.

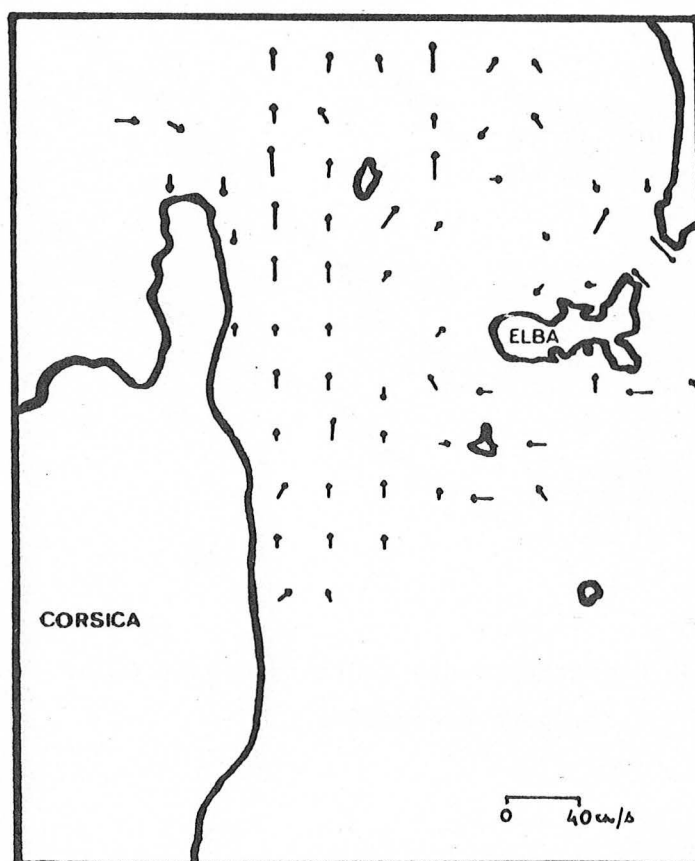


Fig. 5.5 Champ de courant dans le canal de Corse, calculé d'après la méthode du chapitre 3, à partir des thermographies des 1 et 2 février 1980. Noter le contre-courant le long du cap Corse.

5.2 Les causes actuellement avancées de cette circulation générale

Les causes actuellement avancées sont la tension du vent et les variations spatiales du bilan hydrique. Toutefois, il faut préciser que, malgré le nombre important d'études conduites en Méditerranée, la communauté scientifique reste divisée et que les causes réelles ne sont toujours pas bien comprises. De ce fait, la discussion qui suit est schématique et les évaluations proposées assez spéculatives.

5.2.1 Influence de la tension du vent

La figure 5.6 montre les roses des vents observées à Pomègues (Marseille), au cap Corse, au cap Ferrat (Nice) et à Gênes, d'après Darchen, De Block (1968) et Esposito, Manzella (1982). Cette figure, ainsi que la carte de la tension exercée par le vent en moyenne annuelle (fig. 5.7, in May, 1982), indiquent que l'orientation des vents est fortement influencée par l'orographie. D'autre part, une carte des isotachs instantanés du vent à la surface de la mer, calculée d'après l'imagerie AVHRR (cf. chap.4), montre la forte variabilité spatiale de la vitesse du vent (fig. 5.8).

On retiendra principalement l'existence de trois régimes de vent (Orioux, Pouget, 1984 ; Wald, Nihous, 1980, cf. § 8.1) :

- régime d'ouest sur la majeure partie du bassin,
- régime d'est sur le bassin,
- régime cyclonique avec du vent d'ouest sur la partie sud et du vent d'est sur la partie nord.

Le vent a deux actions sur l'océan. D'une part, il met en mouvement les masses d'eau par un entraînement direct et d'autre part, son rotationnel induit une dénivellation des isopycnes et un flux géostrophique (Pedlosky, 1979).

Le flux \vec{F} dû à l'entraînement direct s'écrit, en régime stationnaire et pour un océan homogène et infini (transport d'Ekman) :

$$\vec{F} = (\vec{\tau} \times \vec{k} / \rho f) \quad (5.1)$$

où $\vec{\tau}$: tension exercée par le vent,
 ρ : masse volumique de l'eau (10^3 kg/m^3),
 f : paramètre de Coriolis (10^{-4} s^{-1}),
 \vec{k} : vecteur unitaire vertical.

Dans le cas de la mer Ligure, ce transport d'Ekman est faible ($1,5 \cdot 10^3 \text{ m}^3/\text{s}$, pour un vent de 10 m/s). Les aspects transitoires priment sur le comportement stationnaire et il faut tenir compte de la grande variabilité temporelle des vents (se reporter, par exemple, à Hua, 1981, pour une discussion complète). Csanady (1977) a montré qu'un vent soufflant parallèlement à une côte, en ayant celle-ci à sa droite et dans le cas d'un milieu stratifié, crée dans la couche superficielle, un courant dont la largeur est environ le rayon interne de déformation, soit une dizaine de km. Ce courant, appelé jet côtier, dirigé selon le vent, a un flux proportionnel à la durée du coup de vent t :

$$F_{\text{jet}} = \tau t / \rho \quad (5.2)$$

Pour un vent de 10 m/s soufflant depuis 30 heures, $F_{\text{jet}} = 0,16 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$, ce qui représente environ 10% du flux barocline moyen observé devant Nice. Toutefois les conditions propices à un développement important de ce jet côtier sont rares en mer Ligure, soit à cause d'un manque de vent fort et fréquent (cas du vent d'est sur les Rivières), soit à cause d'une faible longueur de côte (cas du mistral sur la côte nord de la Corse), et par conséquent ce processus peut être négligé.

Par ailleurs, le rotationnel du vent induit à l'intérieur du fluide une vitesse verticale, dont le module en surface, w , s'écrit (Pedlosky, 1979, eq. 4.10.21) :

$$w = (dh/dt) + (1/\rho) \vec{k} \cdot \vec{\nabla} \times (\vec{\tau}/f) \quad (5.3)$$

si h désigne la dénivellation de la surface.

Pour comprendre l'importance du rotationnel du vent, la mer Ligure est représentée par un océan illimité à deux couches. Crépon (1985) a montré que dans ce cas et pour $\vec{\zeta} > 0$, on observerait schématiquement les phénomènes suivants.

Tout d'abord, la dénivellation de la surface libre croît sans dénivellation notable de l'interface, puis se stabilise à la suite de la création d'ondes de Rossby, au bout d'un temps $t_1 = 2f/\beta c$, où c est la vitesse de propagation des ondes de gravité en mode barotrope et β la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude. Ensuite, la dénivellation de l'interface devient importante et se stabilise, également à la suite de la création d'ondes de Rossby, au bout d'un temps $t_2 = 2/\beta R$ où R est le rayon interne de déformation.

Dans le cas de la mer Ligure :

$f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; $\beta \sim 10^{-11} (\text{m.s})^{-1}$; $c \sim 100 \text{ m/s}$; $R \sim 10^4 \text{ m}$,
d'où $t_1 \sim 1 \text{ jour}$ et $t_2 \sim 100 \text{ jours}$.

Or le mistral, principal vent de la mer Ligure, est très souvent de courte durée : environ 2 jours (Orieux, Pouget, 1984). Il s'ensuit que si le dénivellé de la surface libre est notable, par contre l'interface reste quasi-immobile. La réponse au mistral est donc confinée à la couche supérieure.

Pour un régime de vent cyclonique, le courant géostrophique créé sera cyclonique et aura pour flux F par unité de largeur (Pedlosky, 1979, pp. 241-244) :

$$F = (1/\rho) \vec{k} \cdot \vec{\text{rot}}(\vec{\zeta}/f) \quad (5.4)$$

Pour un vent de vitesse variant de 0 à 5 m/s en 100 km, variation fréquente en mer Ligure selon les cartes de May (1982), et pour une largeur de 50 km, le flux géostrophique induit sera de $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$, qui est du même ordre de grandeur que le flux barocline moyen observé.

Toutefois, ce calcul relativement grossier n'a qu'une valeur qualitative. Il ne prend pas en compte la présence des côtes et les

réflexions des ondes sur celles-là et ne peut rendre compte à lui seul de la circulation observée en mer Ligure. Il faut ajouter que, d'après Crépon, le flux immédiatement induit par le rotationnel du vent devrait pouvoir être mis en évidence par des mesures in situ. Or l'analyse des trajectoires des bouées dérivantes suivies pendant plus de quatre mois durant DYOME, bien que difficile car les conditions de vent locales ne sont pas précisément connues, n'a pas permis de mettre en évidence une quelconque relation vent - courant de surface (Taupier-Letage, 1984).

5.2.2 Influence du déficit en eau observé dans ce bassin

Bethoux (1980) a montré qu'en mer Ligure, la quantité d'eau perdue par évaporation (E) est plus grande que celle reçue par précipitation et par les fleuves (P). D'après cet auteur, ce déficit en eau entraînerait un appel d'eau du sud et expliquerait la circulation générale entrante. Dans la zone centrale, le mouvement général des eaux est moins important qu'à la périphérie et la densité s'accroît à cause de la forte évaporation (E-P positif). A la périphérie, les eaux circulent et demeurent moins longtemps soumises aux effets atmosphériques ; de plus, l'advection d'eaux plus légères en provenance du sud (mer Tyrrhénienne) et les apports des rivières contribuent à maintenir le contraste de densité entre les zones périphérique et centrale. Suivant l'équation du vent thermique, ce contraste maintient à son tour le courant Ligure.

Les implications dans la circulation générale des variations spatiales du bilan hydrique à grande échelle sont loin d'être claires. Si ce schéma justifie que l'eau en provenance du sud pénètre en mer Ligure, par contre il n'explique pas la liaison dynamique entre le golfe du Lion (au sens large) et la mer Ligure. On peut ajouter que les approximations faites sur le calcul de E-P sont grossières, et qu'il est par conséquent difficile d'évaluer la validité du schéma.

Celui-ci pourrait être affiné grâce à l'apport des satellites. En effet, ceux-ci permettent de cartographier les précipitations (Chang et al., 1984), et l'éclairement solaire global (Demarcq, 1985). Cet

éclairement est calculé quotidiennement d'après les observations du satellite Meteosat selon une méthode mise au point au CTAMN et dont la précision est d'environ 10% (Cano, 1982). Les résultats publiés par Demarcq représentent l'éclairement solaire global reçu mensuellement à la surface de la mer durant l'année 1983 pour la Méditerranée occidentale (figs. 5.9 et 5.10).

L'éclairement maximal en moyenne annuelle donné par Demarcq (650 W.m^{-2}) correspond, selon un modèle simple (Bernard et al., 1979), à une irradiation annuelle de $587 \text{ kJ.cm}^{-2}.\text{an}^{-1}$, en accord avec l'Atlas Européen du Rayonnement Solaire (1979, $591 \text{ kJ.cm}^{-2}.\text{an}^{-1}$, pour une moyenne calculée sur dix ans) et avec Bethoux ($620 \text{ kJ.cm}^{-2}.\text{an}^{-1}$). D'autre part, l'examen de la répartition spatiale du rayonnement sur terre, où il est bien connu, permet de conclure que 1983 est une année très proche de la moyenne pluri-annuelle.

On notera sur ces cartes mensuelles la forte variabilité spatiale à moyenne échelle (100 km). Durant l'année 1983, l'éclairement maximal a été plus faible de 50 à 100 W/m^2 dans la moitié nord-est de la mer Ligure que dans la moitié sud-ouest.

Cette dissymétrie NE-SO se retrouve également dans le bilan hydrique. En effet, les précipitations P sont plus élevées dans le golfe de Gênes que dans la partie sud-ouest ; de plus, les apports fluviaux sont concentrés dans la partie nord-est. Il y a donc dissymétrie entre ces deux moitiés du bassin, en ce qui concerne P. Par ailleurs l'évaporation E est plus forte dans la partie sud-ouest que dans le golfe de Gênes à cause de la présence du mistral qui est un vent fréquent, violent, froid et très sec, alors que dans le golfe de Gênes règnent des vents d'est ou nord, beaucoup moins violents, plus chauds et humides. Le terme E-P accuse donc une très forte dissymétrie entre ces deux parties du bassin.

L'influence de ce gradient sur la circulation n'a pas encore été étudiée, et par conséquent n'est pas comprise et encore moins quantifiée.

En résumé, les processus et les évaluations très schématiques que nous avons présentés ne permettent évidemment pas de conclure sur les causes de la circulation générale. La mer Ligure possède une dynamique relativement complexe et s'il est vrai que les variations spatiales du vent ou du bilan hydrique sont importantes, il semble difficile de pouvoir séparer actuellement les effets de l'un et l'autre. Il faut pour cela disposer de nouvelles mesures, davantage tournées vers ce but. Des campagnes de mesures sont en cours ou programmées, l'analyse des données déjà collectées se poursuit, des programmes de modélisation numérique sont en train et tous ces efforts conjugués devraient préciser les processus responsables de la circulation.

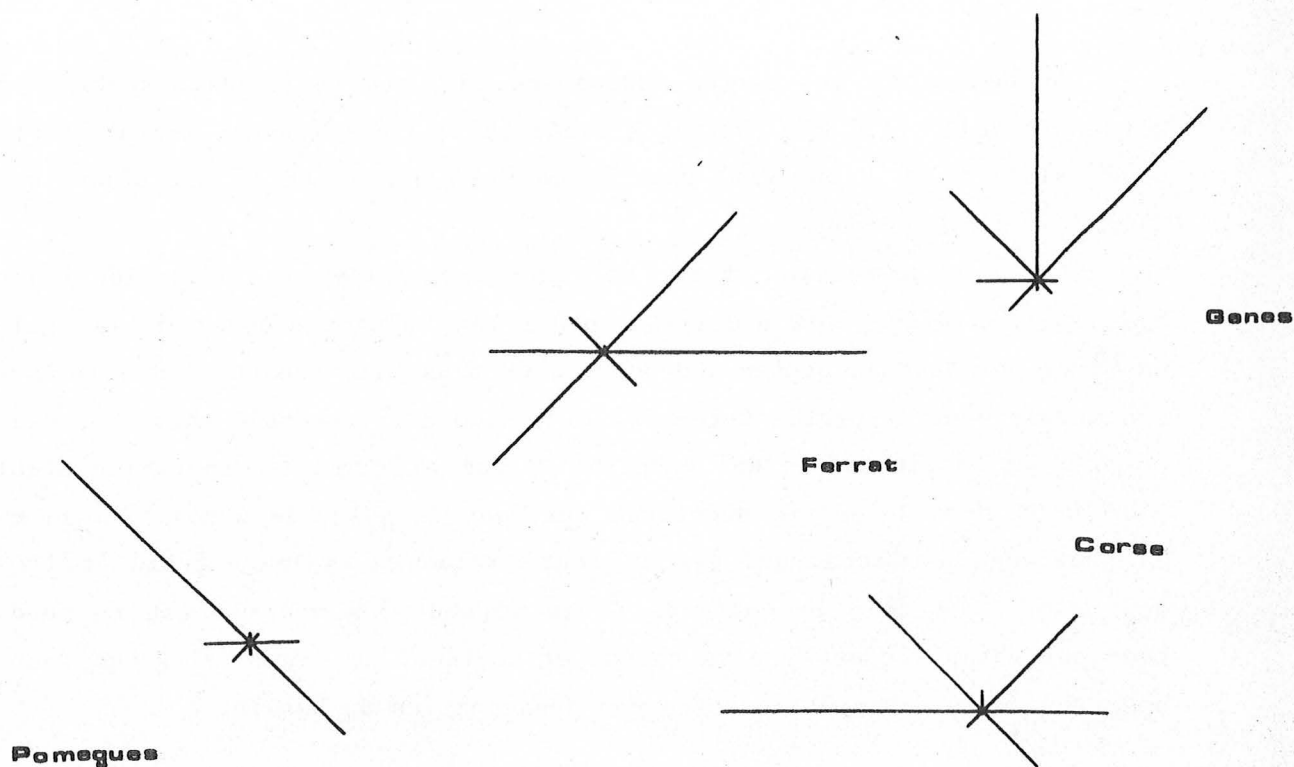


Fig. 5.6 Rose des vents moyens à Pomègues-Marseille (direction la plus fréquente : NW, avec une vitesse moyenne de 9,1 m/s), au cap Corse (W et 6,7 m/s), au cap Ferrat-Nice (E et 3,5 m/s) et à Gênes (secteur N-NE).

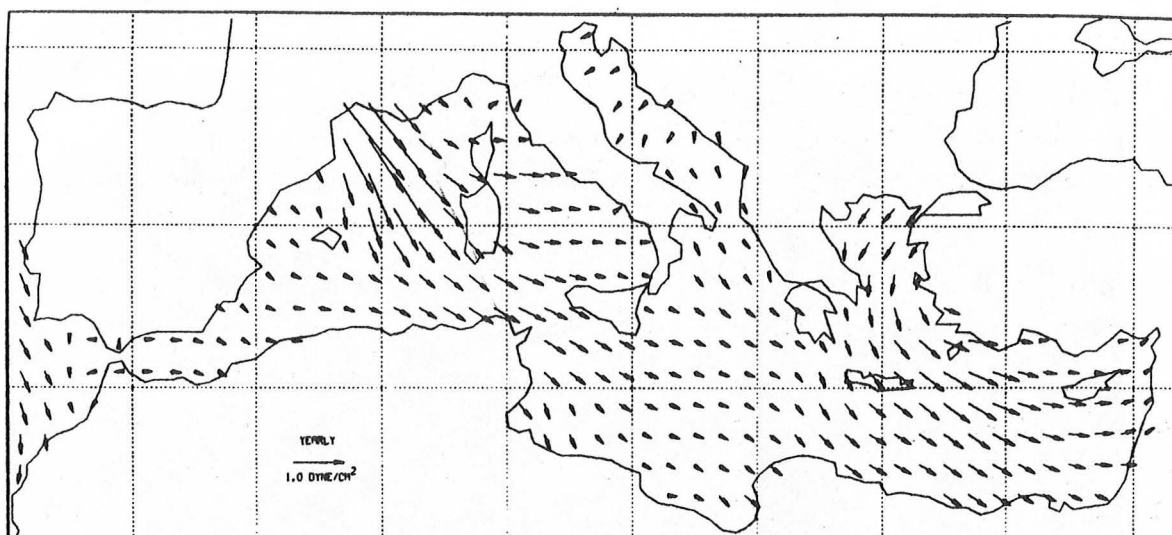


Fig. 5.7 Carte de la tension du vent en moyenne annuelle. In May (1982).

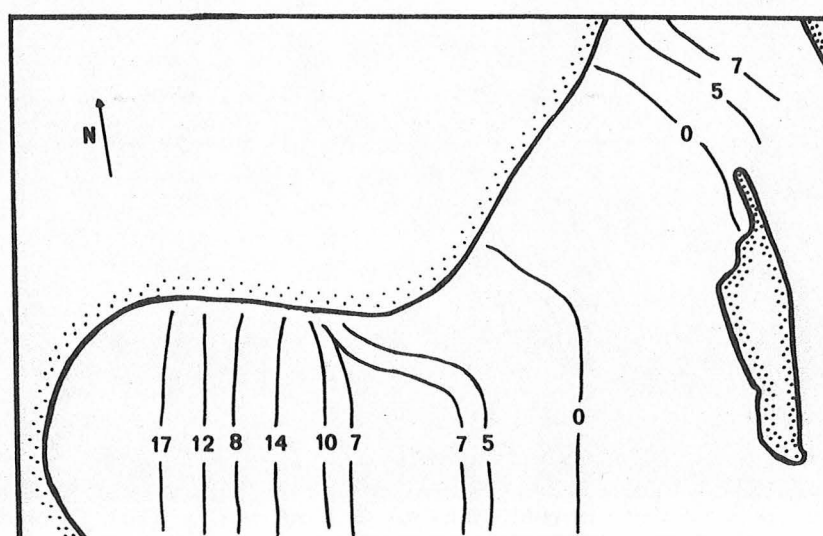
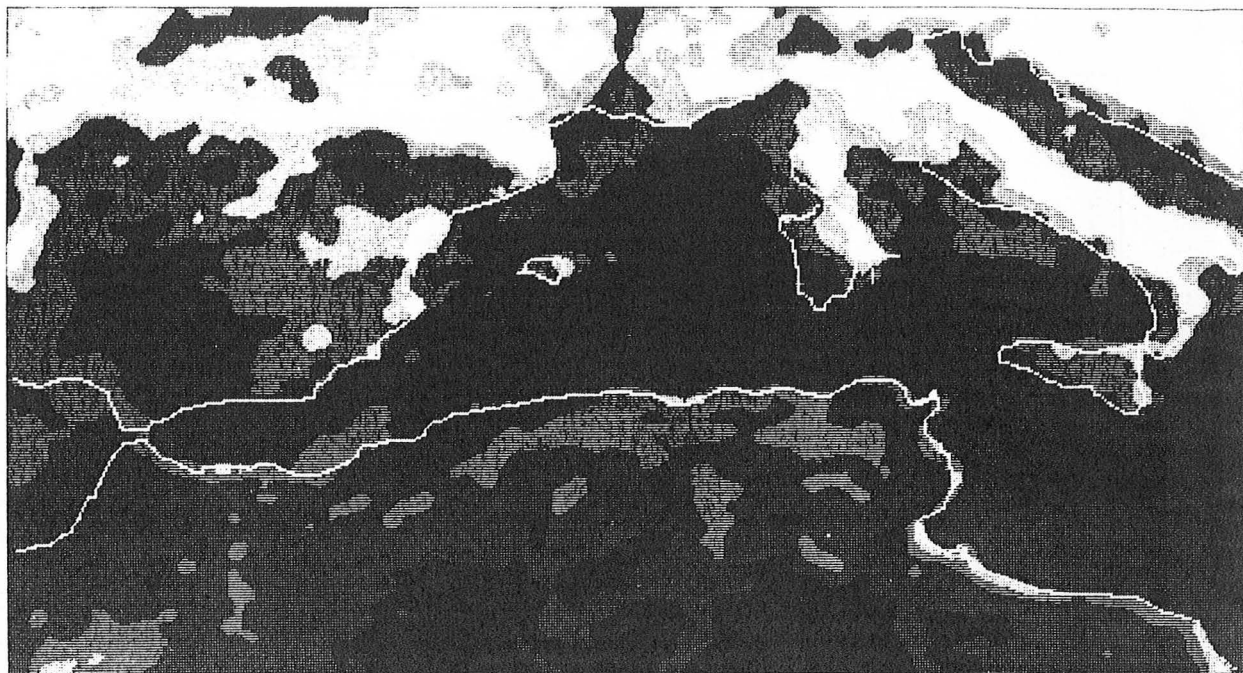


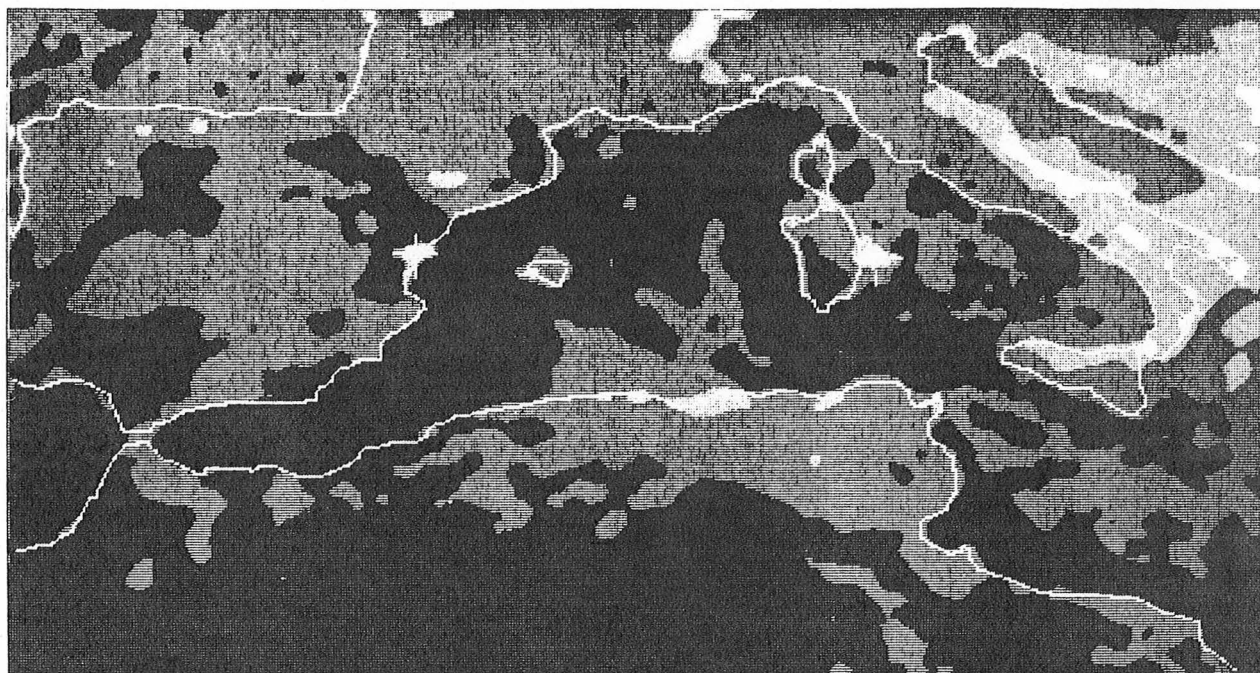
Fig. 5.8 Carte des isocontours du module de la vitesse du vent à la surface de la mer pour le 3 avril 1980. Les vitesses, en m/s, ont été calculées d'après les images satellitaires (cf. chap. 4).



RAYONNEMENT GLOBAL AU SOL A MIDI EN W/M2

900 850 800

MOYENNE DE DECEMBRE 1983



RAYONNEMENT GLOBAL AU SOL A MIDI EN W/M2

400 350 300 250

Fig. 5.9 Cartes de l'éclairement global reçu à la surface de la mer à midi en moyenne mensuelle pour les mois de juillet et décembre 1983. L'éclairement est d'autant plus élevé que la teinte est sombre. In Demarcq (1985).

MOYENNE ANNUELLE 1983

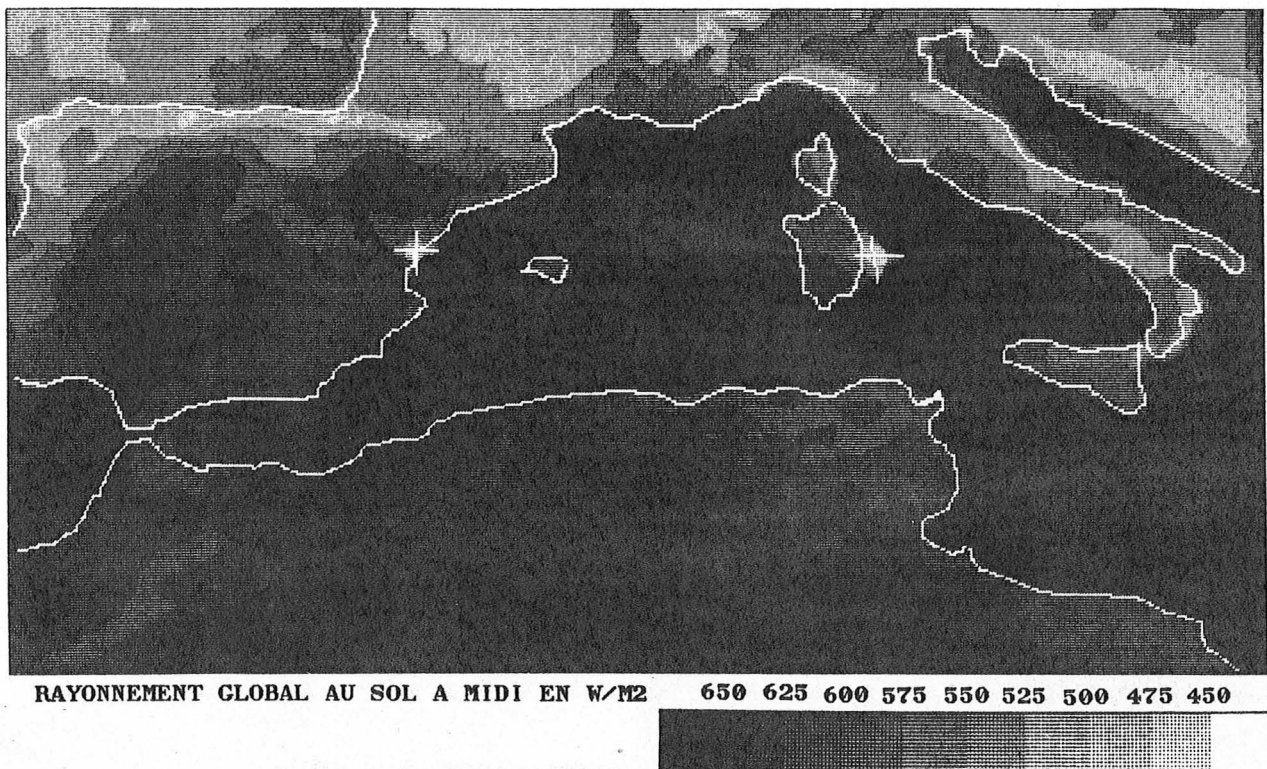


Fig. 5.10 Idem que pour fig. 5.9, mais pour la moyenne annuelle pour 1983.

5.3 Instabilités dynamiques observées in situ

Plusieurs instabilités ont déjà été observées à l'aide de mesures in situ.

Un enregistrement courantologique de trois jours effectué en mars 1969, en période de calme, sur le banc de Santa Lucia ($43^{\circ}35'N$; $9^{\circ}30'E$) montre un courant d'environ 30 cm/s, portant à l'ouest puis au sud-ouest et indique peut-être la présence d'une instabilité (Shonting, Bartolini, 1971).

Lamy (1979) rapporte sur le comportement d'un tourbillon anticyclonique observé à l'aide de courantomètres mouillés au centre du bassin. Durant l'automne 1973, six lignes de deux courantomètres chacune (immersions 10 et 60 m), espacées de 5 à 20 milles, ont été maintenues (campagne COBLAMED 73). Ce réseau a permis de détecter la progression vers l'ouest d'un tourbillon anticyclonique d'environ 30 km de diamètre et son remplacement par un tourbillon cyclonique de même taille (fig. 5.11).

Durant les croisières PROLIG (20-21 mars 1980) et TROPHOS (3-6 mai 1982) devant Nice, des ondulations du front thermique furent observées (fig. 5.12), avec des longueurs d'onde de 15 à 25 km (Prieur, 1981 ; groupe TROPHOS, 1982). De telles ondulations ont également été mises en évidence en avril 1979, au large de La Spezia (Esposito, Manzella, 1982, fig. 5.13).

Abbate et al. (1982) ont décrit la génèse d'un petit tourbillon cyclonique de diamètre 10 km, durant la campagne IFAN (12 - 24 novembre 1979). A mi-chemin entre Gênes et le cap Corse, ce tourbillon ($44^{\circ}N$; $9^{\circ}E$) jouxtait le front thermique dû à la jonction des flux ouest et est-Corse. Celui-ci présentait des méandres de longueur d'onde 40 km. Les données hydrologiques et les thermographies satellitaires ont suggéré à ces auteurs que ce tourbillon résultait d'une instabilité barocline du front.

Innamorati et al. (1983) ont cartographié quelques paramètres de

surface dans le golfe de Gênes durant juin 1981 (température, salinité, turbidité, phosphates, nitrates). Toutes ces cartes montrent clairement la présence de tourbillons, de diamètre égal à 20 km environ (fig. 5.14), confirmés par la thermographie AVHRR du 18 juin.

Le programme DYOME a été spécialement conçu pour l'étude de la variabilité à moyenne échelle en mer Ligure. Mis sur pied à la suite des premières observations d'instabilités par satellite, il a été réalisé de juillet 1981 à juillet 1982 par le LOP-MNHN. Les objectifs étaient une meilleure connaissance de la circulation générale, des structures de moyenne échelle et des relations entre cette circulation et ces structures. Dix lignes de mouillage ont été réparties sur trois zones (fig. 5.15) :

- mouillages 5, 6 et 7 au large de Nice, de part et d'autre du bord du courant Ligure,
- mouillages 1, 2, 3 et 4 dans la partie sud de la zone centrale, et se raccordant au réseau suivant,
- mouillages 8, 9 et 10 au large de la Corse dans le courant portant au NE, là où avaient été localisés le plus fréquemment des tourbillons sur les thermographies.

Chaque ligne comportait au moins trois courantomètres à 100, 350 et 1100 m. De plus, deux campagnes d'hydrologie ont été effectuées en juillet 1981 et février 1982, sur une maille de 10 milles couvrant une grande partie du bassin.

Les premières conclusions de la campagne DYOME (Millot, communication personnelle ; Taupier-Letage, 1984), ainsi que les observations précédemment décrites peuvent se résumer par les points suivants.

1. La mer Ligure est très souvent instable.
2. La circulation est plus ou moins instable suivant les zones et les périodes de l'année.
3. Il y a trois zones : la zone centrale caractérisée par des instabilités de grande ampleur, et deux zones périphériques. A la zone

Riviera, s'oppose la zone Corse, pour laquelle on n'observe pas les deux régimes saisonniers décrits ci-après.

4. Il y a deux périodes au centre et au nord du bassin : été - automne présentant une certaine stabilité et hiver - printemps montrant une intensification de la circulation et une instabilité très forte.
5. En été-automne, c'est la zone Corse qui présente la plus grande variabilité. En hiver-printemps, la variabilité des zones centrale et Riviera devient nettement supérieure à celle de la zone Corse, qui reste constante au cours du temps.
6. L'instabilité barocline semble jouer un grand rôle.
7. Les longueurs d'onde des méandres ainsi que les diamètres des tourbillons observés sont de quelques dizaines de kilomètres.

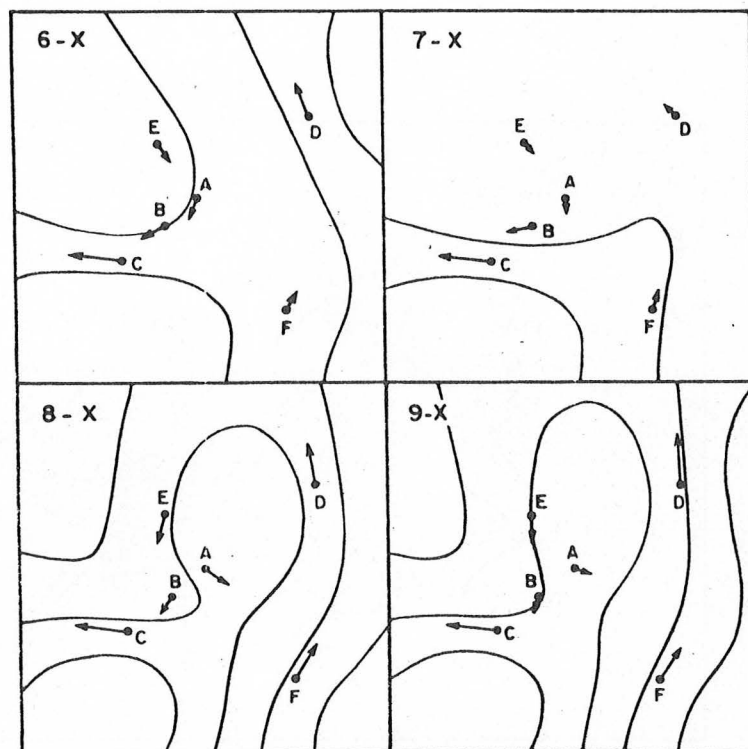
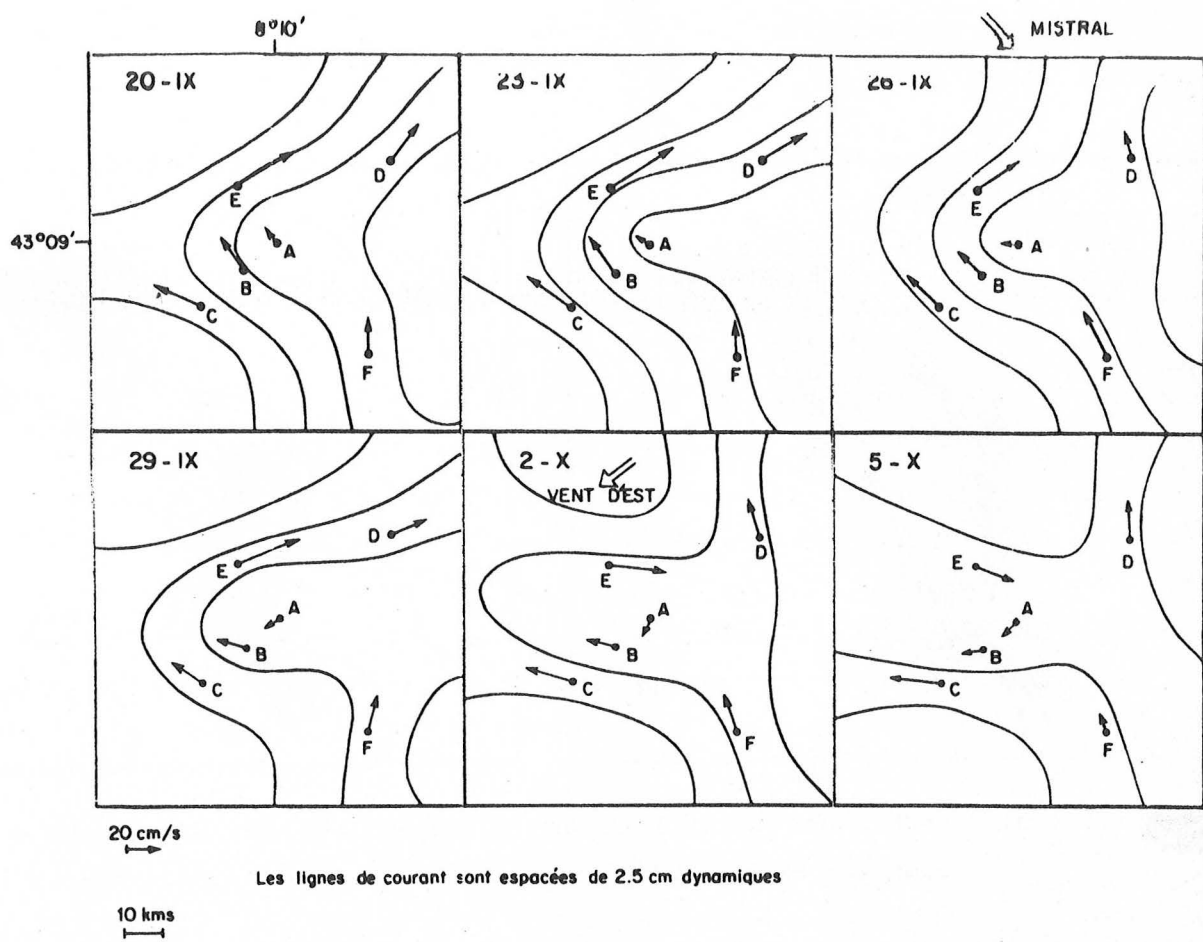


Fig. 5.11 Lignes de courant superficielles durant COBLAMED-73, du 20 septembre au 9 octobre 1973. In Lamy (1979).

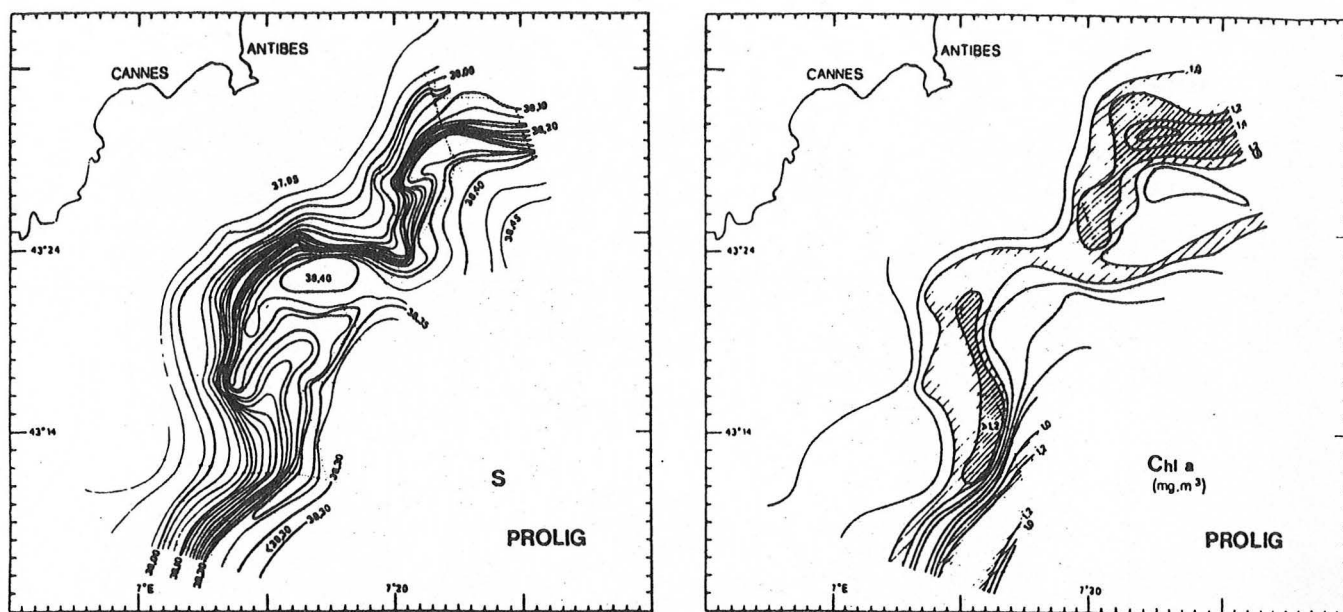


Fig. 5.12 Cartes de salinité et de chlorophylle-a en surface durant la campagne PROLIG (20-21 mars 1980). In Prieur (1981).

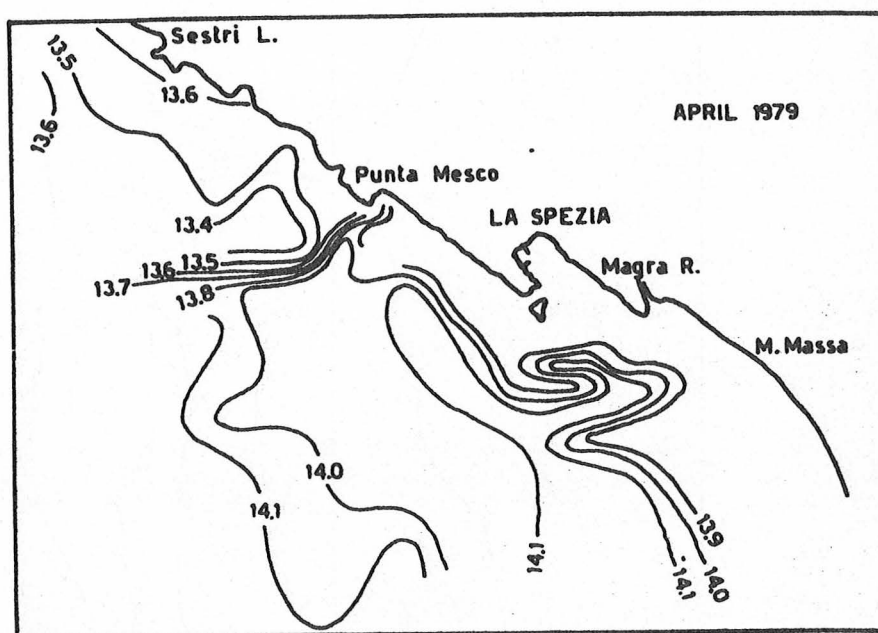


Fig. 5.13 Température sub-superficielle devant La Spezia durant avril 1979. In Esposito, Manzella (1982).

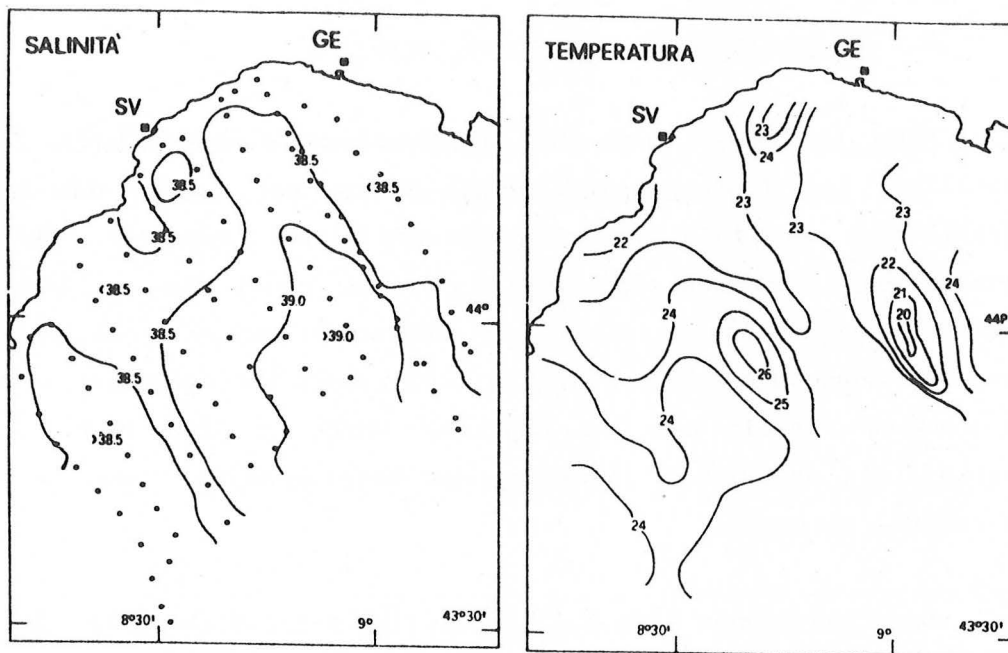


Fig. 5.14 Salinité et température superficielles observées durant juin 1981. In Innamorati et al. (1983).

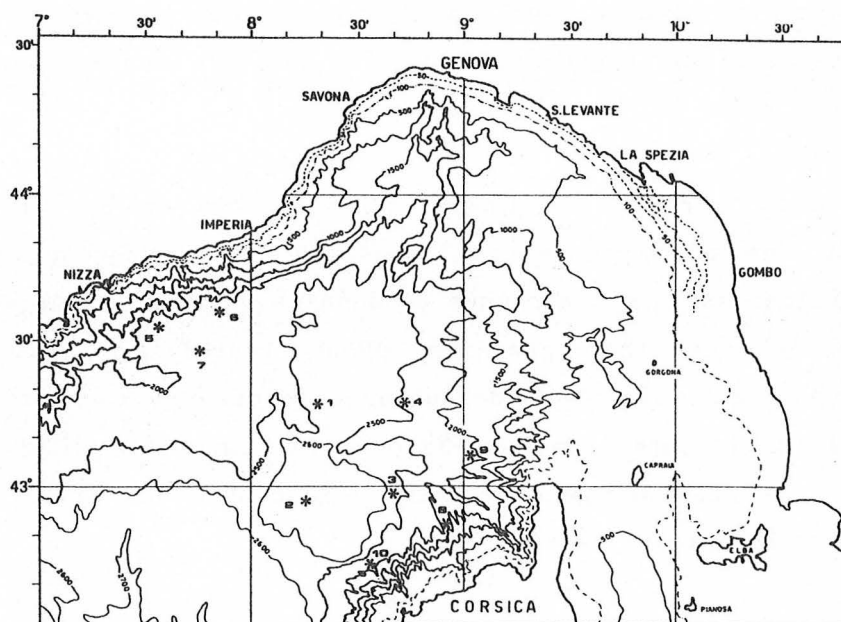


Fig. 5.15 Positions des dix mouillages de DYOME.

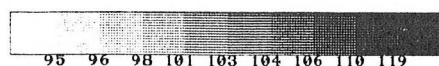
5.4 Instabilités observées par satellite

Plus nombreuses sont les observations d'instabilités faites par satellite. Les thermographies AVHRR de la mer Ligure ont révélé une distribution spatiale des températures assez complexe. De nombreux tourbillons de moyenne échelle (10-100 km) ainsi que des langues d'eau froide ou chaude sont présent et donnent un aspect très hétérogène au champ de température (figs. 5.16 à 5.20). Ceci est également observé dans le domaine visible par les capteurs AVHRR et CZCS (fig. 5.21), les instabilités dynamiques induisant des hétérogénéités dans le champ des propriétés optiques.

Deux phénomènes liés à l'instabilité ont été observés par satellite en mer Ligure : des méandres et des tourbillons.

Des ondes de basse fréquence ont été observées sur une série d'images infrarouges obtenues par NOAA 5 en décembre 1977 (Crépon et al., 1982, cf. § 8.6). La longueur d'onde moyenne de ces ondes étaient de 38 km, leur vitesse de phase de 18 cm/s, et leur période de 2,5 jours. Ces ondes ont été interprétées comme des ondes baroclines de large amplitude, en bon accord avec le modèle analytique à deux couches de Tang (1975). Des méandres similaires ont également été observés sur une image NOAA-6 du 26 novembre 1979.

D'autre part, les images satellitaires de la mer Ligure exhibent souvent des structures tourbillonnaires. De l'observation répétée de ces tourbillons est née une banque de données qui permet une étude statistique à partir des thermographies AVHRR (satellites TIROS-N à NOAA-7) principalement, ainsi que de quelques scènes des capteurs HCMR (satellite AEM-A), VHRR (satellite NOAA-5) et CZCS (satellite NIMBUS-7). Toutes ces images ont été corrigées géométriquement avec une erreur de localisation spatiale inférieure au kilomètre.



VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 02 =BANDE SPECTRALE: 10.5 A 11.5
 AVHRR ZONE TEMOIN NO 1

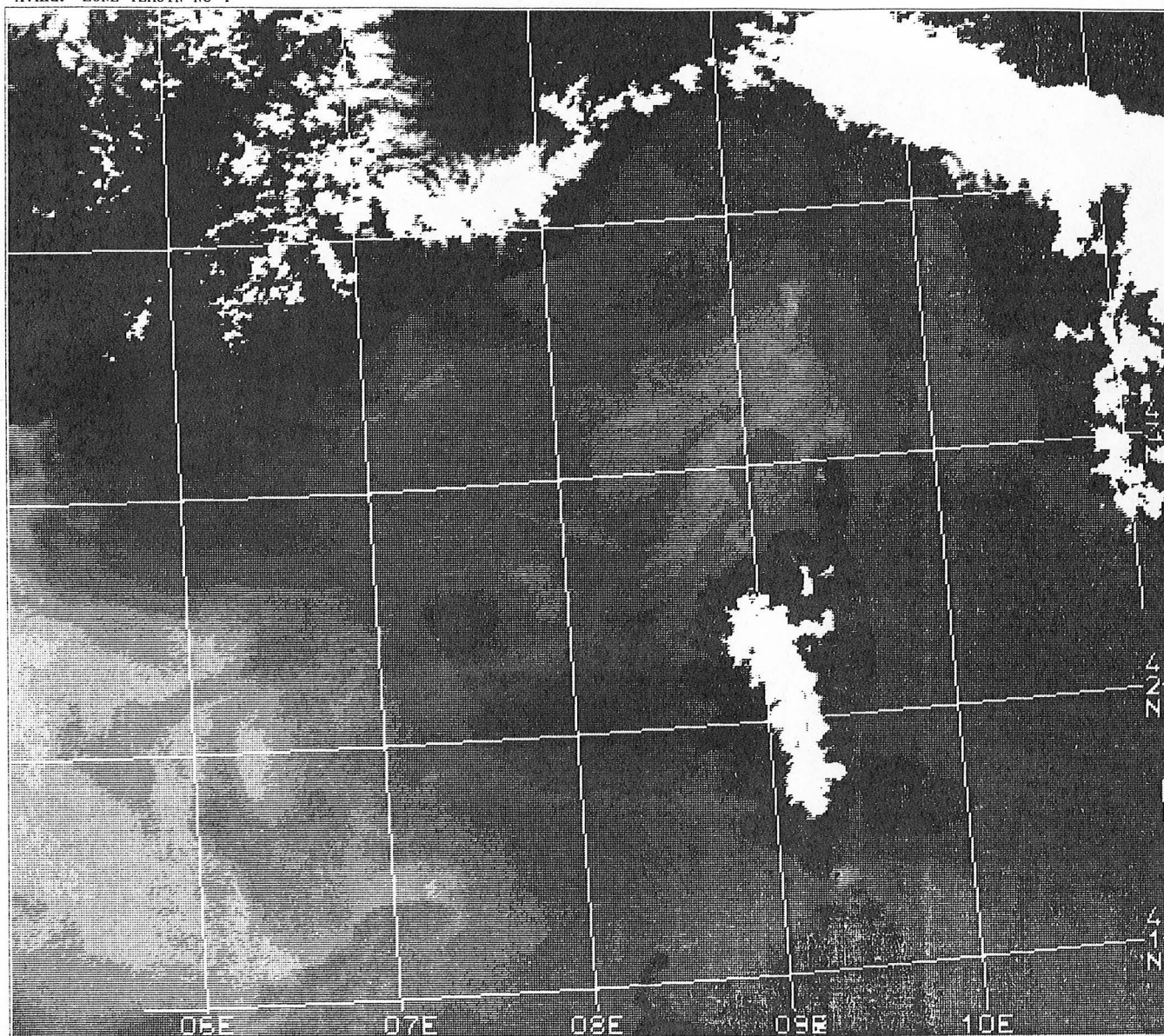


Fig. 5.16 Thermographie du 15 juillet 1979. Comme pour les images suivantes, les teintes claires dénotent les températures les plus froides. Remarquer le tourbillon anticyclonique dans le golfe de Saint-Florent, à peu près centré au 43°N ; 9°E, ainsi que les formes complexes à l'ouest de 8°E.

133 143 146 149 150 151 153 155 158

VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 02 -10.5 -11.5 MIC..DEG. CELS.= .20*CN-10
 AVHRR TIROS-N ORBITE # 510 29/ 7/1981 1349GMT. MER LIGURE

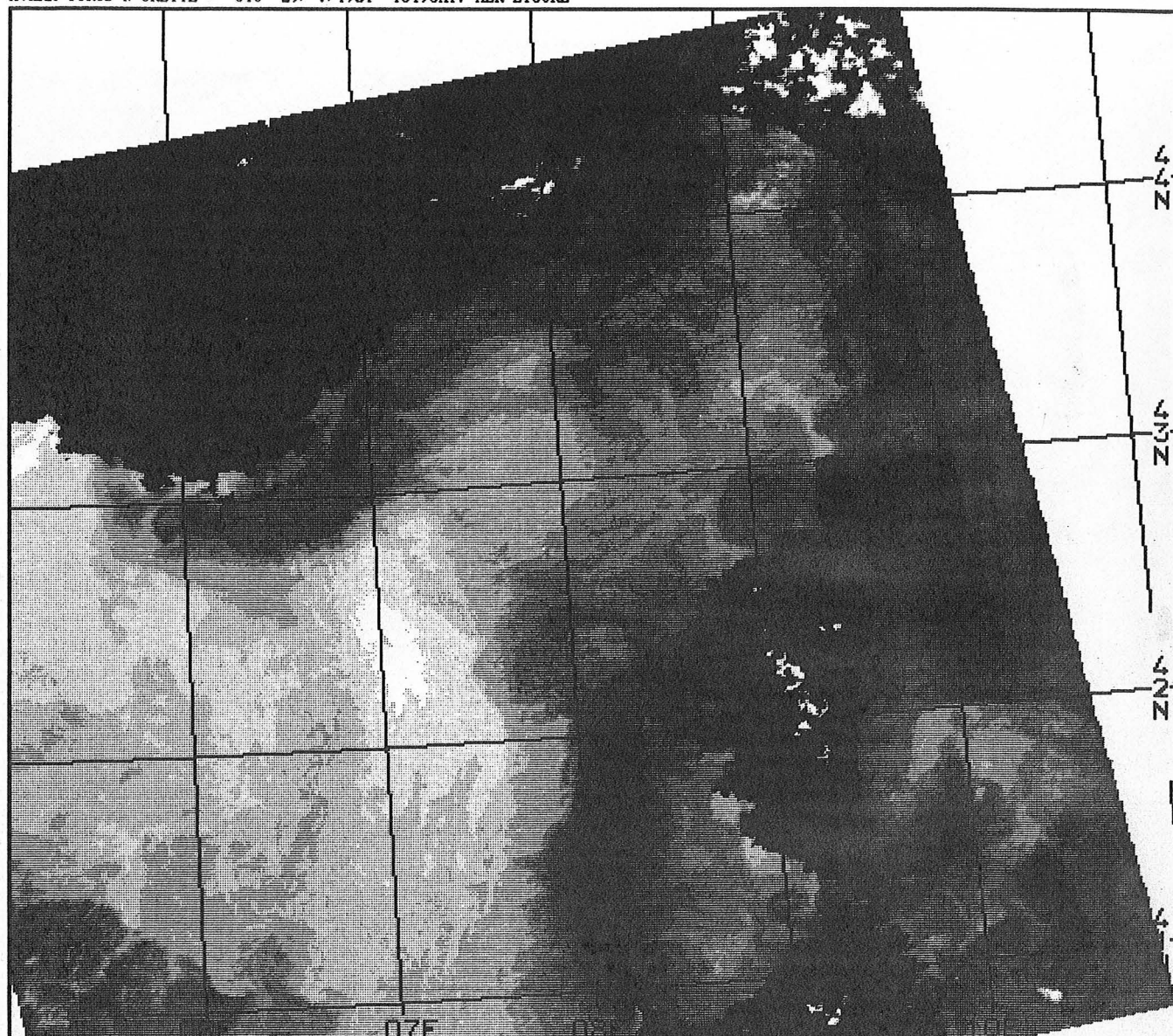


Fig. 5.17 Thermographie du 29 juillet 1981, à 1349 GMT. Noter les nombreuses langues d'eau chaude et froide s'interpénétrant et les structures tourbillonnaires dans le golfe de Saint-Florent et devant Calvi. Le courant Ligure, plus chaud, est clairement visible. La jonction des flots au nord du cap Corse crée une structure frontale, le long de 9°30'E. Des nuages (en gris) masquent partiellement le front Nord-Baléares (41°N).

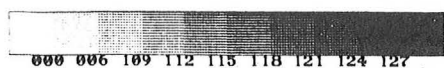
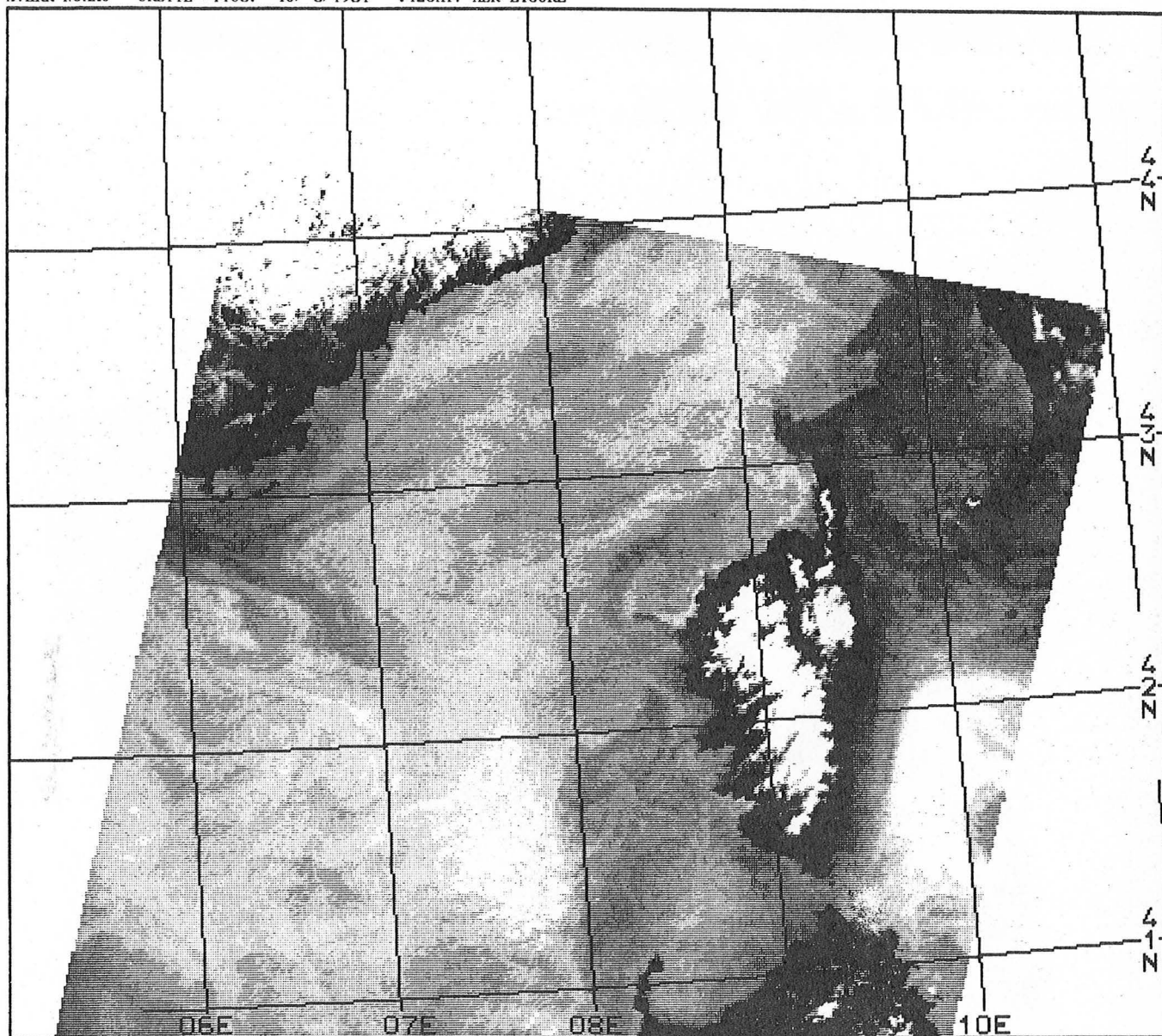


IMAGE MULTI CANAL : 01 = AVHRR # 4
 AVHRR NOAA6 ORBITE #11087 15/ 8/1981 742GMT. MER LIGURE



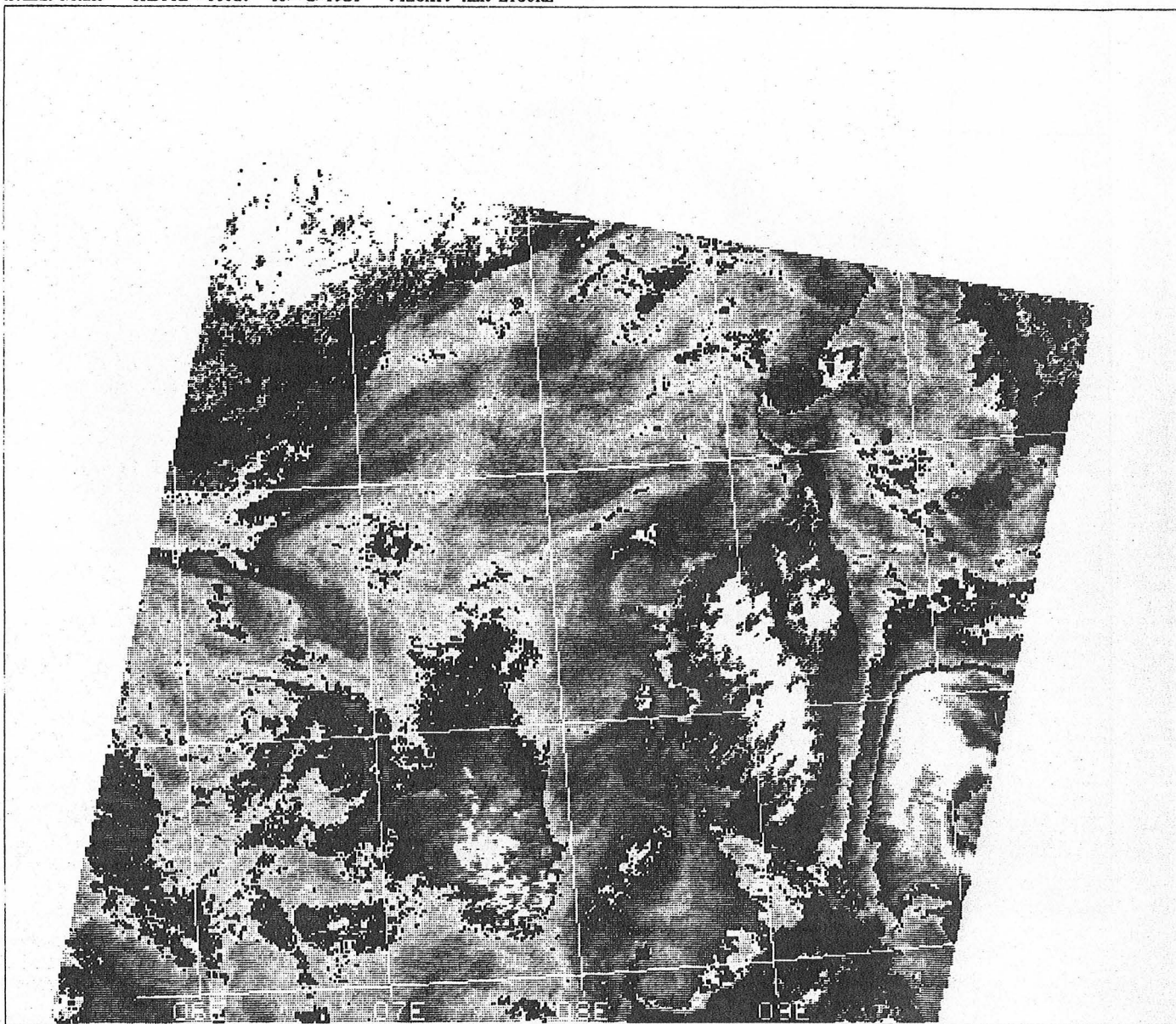
a)

Fig. 5.18 Thermographie AVHRR du 15 août 1981, 0742GMT, représentée avec une table de codage linéaire (a) et une répétitive (b, page suivante), mettant différemment en évidence les structures visibles au nord du cap Corse, le long de la côte ouest-Corse et au large de la côte varoise.



000 001 102 103 104 105 106 107 109 110 111 112 113 114 115 116 117 118 119 120 121 122 123 124 125 126

IMAGE MULTI CANAL : 01 = AVHRR # 4
AVHRR NOAA6 ORBITE #11087 15/ 8/1981 742GMT. MER LIGURE



b)

Fig. 5.18b Voir légende page précédente.

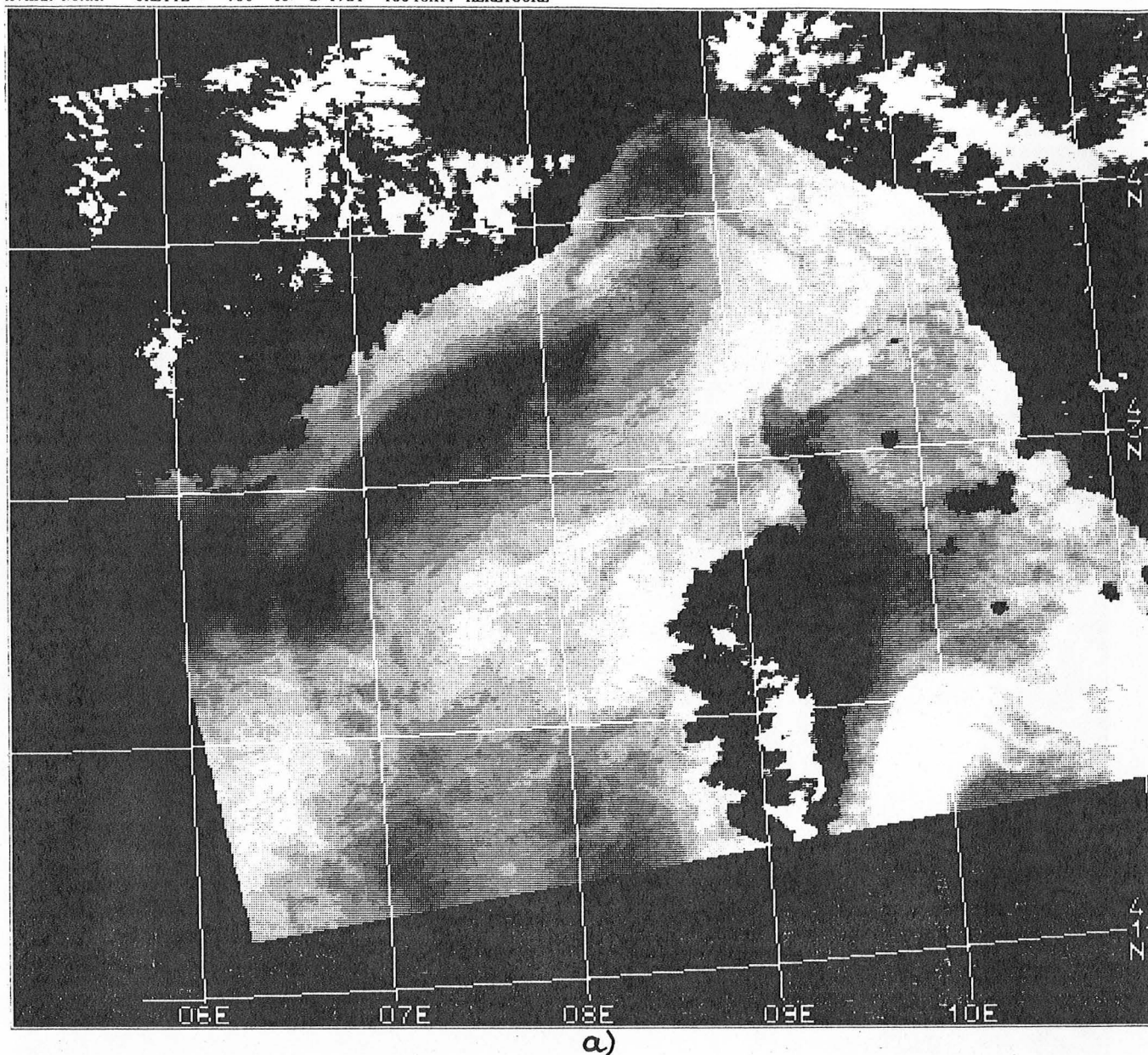
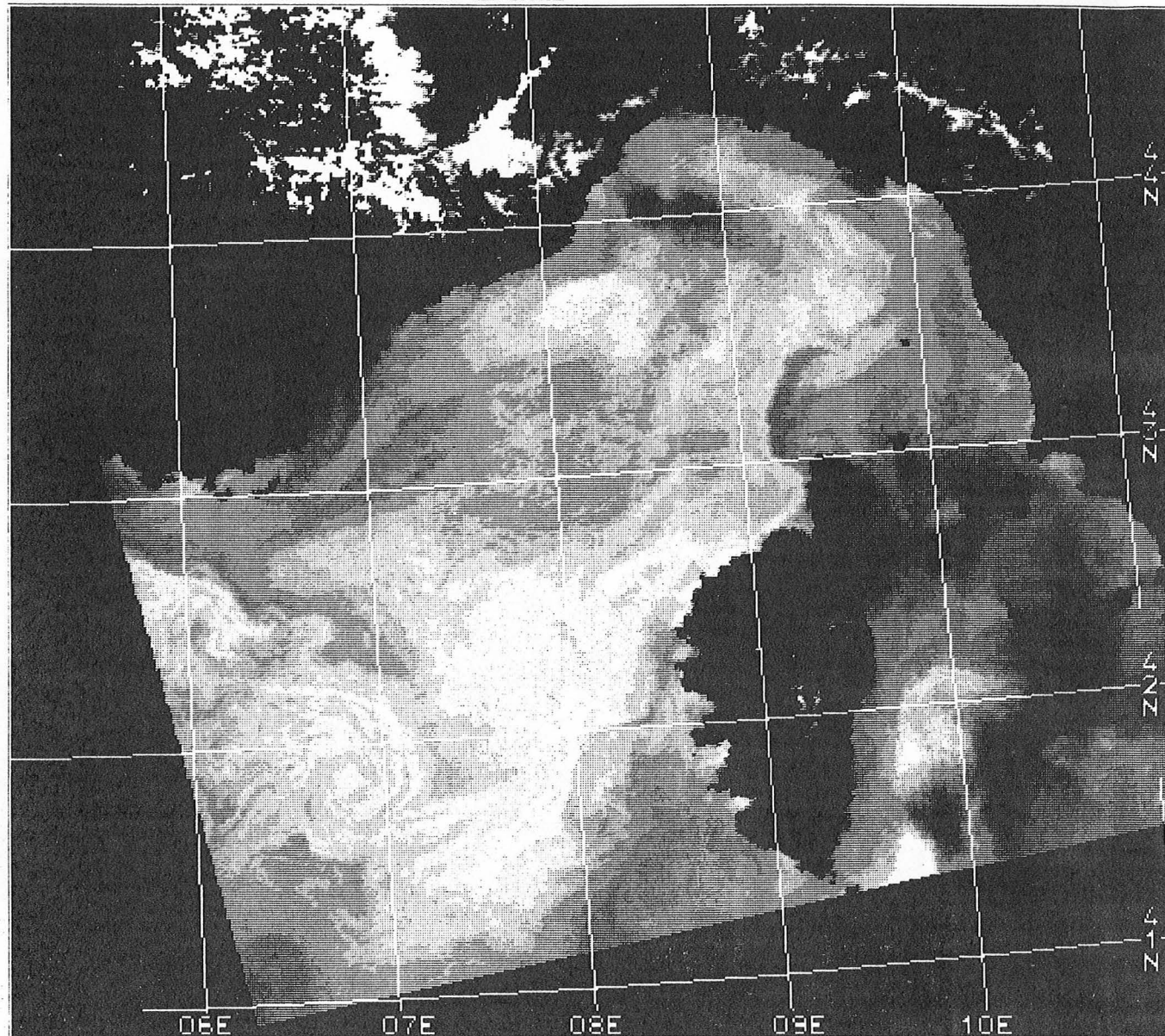


Fig. 5.19 Thermographie des 15 août, 1354GMT (a), et 16 août 1981, 1343GMT (b, page suivante). Devant la Côte d'Azur, un calme local sur une langue d'eau déjà chaude occasionne un fort réchauffement superficiel. Les structures observées fig. 5.18 sont également visibles. Celle au nord du cap Corse se déplace vers le NE, celle centrée vers $41^{\circ}40'N - 8^{\circ}E$ vers le sud, alors que celle, centrée approximativement par $42^{\circ}N - 7^{\circ}E$ reste stationnaire.



IMAGE MULTI CANAL : 01 - 10.3 - 11.3 MIC.
 AVHRR NOAA7 ORBITE # 764 16/ 8/1981 1343GMT. MER LIGURE



b)

Fig. 5.19b Voir légende page précédente.

000 023 125 126 128 130 131 133 134

IMAGE MULTI CANAL : 01 = AVHRR #4 DEG. CELS. = .20*CN -5
 AVHRR NOAA7 ORBITE # 905 26/ 8/1981 1330GMT. MER LIGURE

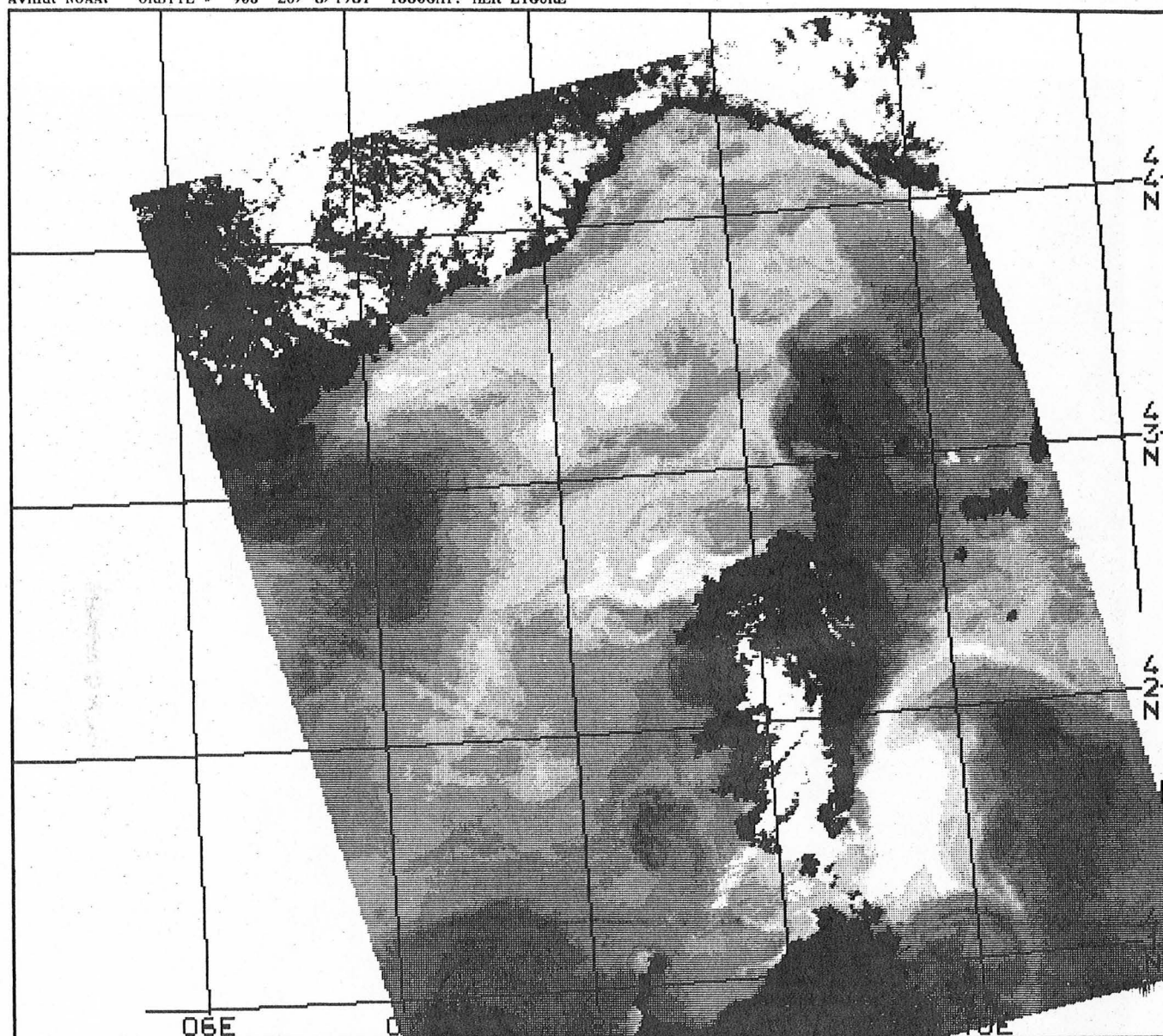


Fig. 5.20 Thermographie des 26 août, 1330GMT (a), et 27 août 1981, 1319GMT (b, page suivante). Des tourbillons sont visibles au nord du cap Corse, devant Calvi, ainsi qu'au sud du canal de Corse, alors qu'on note l'absence de structures bien définies au centre du bassin et devant les Riviéras.



IMAGE MULTI CANAL : 01 = 10.3 - 11.3 MIC.
AVHRR NOAA7 ORBITE # 919 27/ 8/1981 1319GMT. MER LIGURE

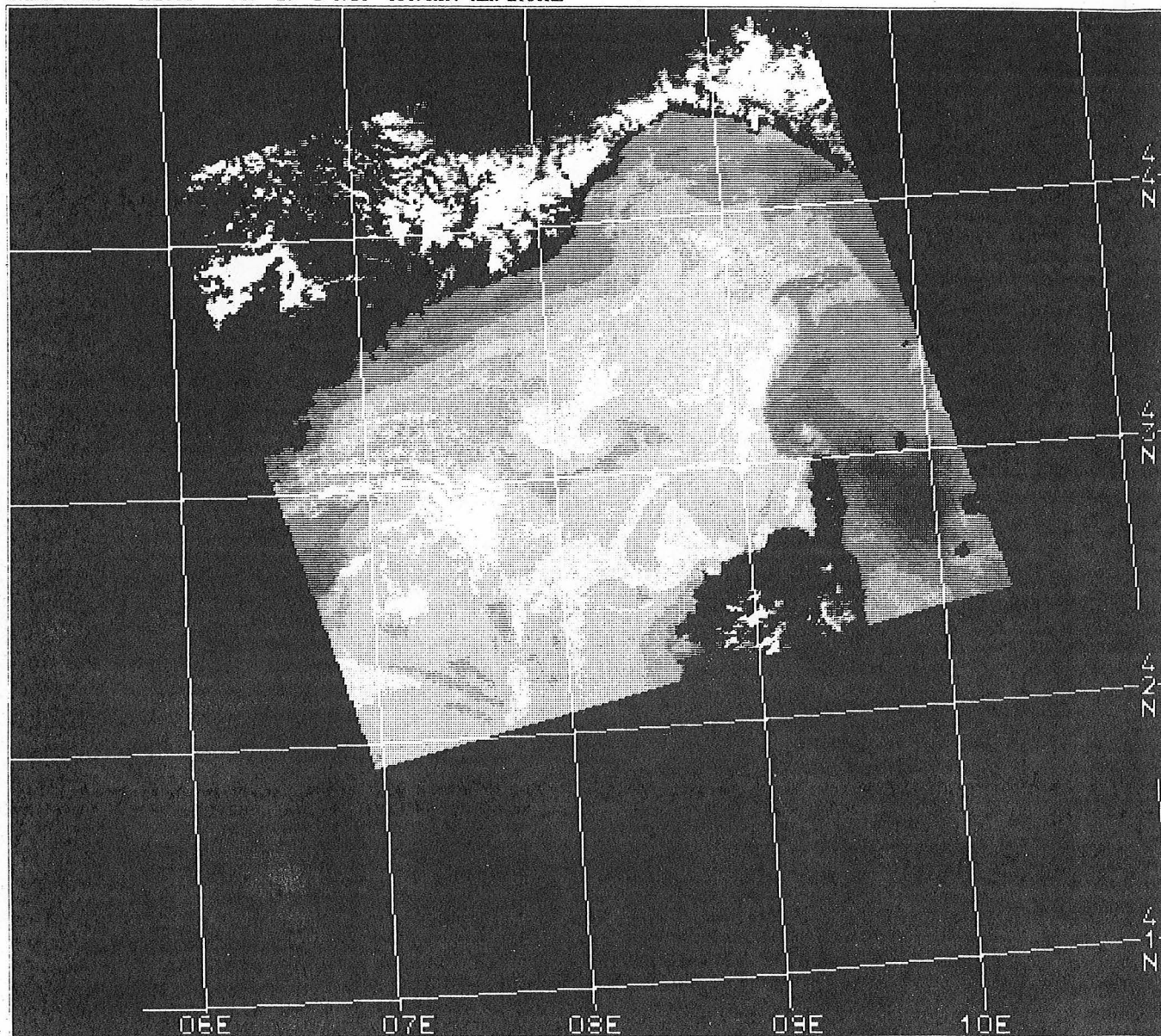


Fig. 5.20b Voir légende page précédente.

99 106 112 119 125 131 138 144 150

VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 07 =CANAL 2 CORRIGE CN=20*REFLECT*100
NIMBUS-7 CZCS. ORBITE #11488 1/ 2/1981 1055GMT. MER LIGURE

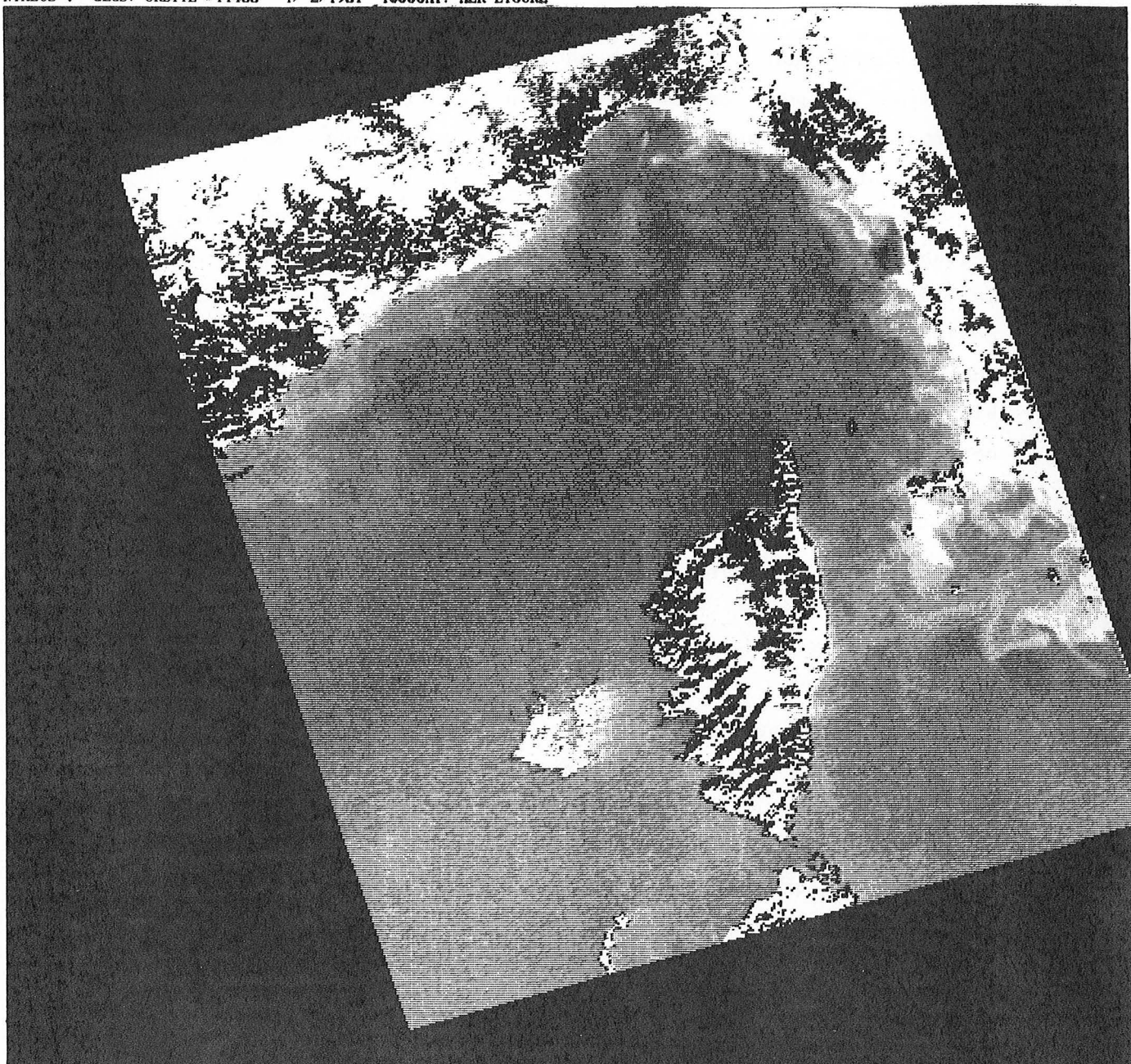


Fig. 5.21 Image CZCS (canal "vert") du 1 février 1981, 1055 GMT, après corrections atmosphérique et géométrique. Cette image donne une indication de la turbidité de l'eau, croissante du noir au blanc. Remarquer les méandres du courant Ligure.

5.4.1 Observations de tourbillons et leur distribution spatiale durant l'été

En affichant l'image sur un système interactif de visualisation, on détermine la position du centre du tourbillon et son diamètre. Ces informations sont stockées dans la banque de données, avec la date et le sens de rotation du tourbillon.

Comment déterminer le sens de rotation d'un tourbillon ? D'après l'équation du vent thermique, en supposant que la densité ne dépend que de la température, et que la vitesse décroît en profondeur, les tourbillons cycloniques ont un centre froid tandis que les tourbillons anticycloniques ont un centre chaud. En fait, ce critère n'est pas satisfaisant car aussi bien des tourbillons cycloniques à centre chaud que des anticycloniques à centre froid ont été observés : Dugan (1980) dans l'Atlantique NW et cette étude même.

Un autre critère basé sur la forme des isothermes a donc été utilisé. Partant d'un champ de température zonal, Nelepo et al. (1978) ont étudié la génération par une perturbation, des singularités horizontales de celui-ci, ainsi que leur évolution (fig. 5.22). Ce champ de température est caractérisé par une alternance de langues d'eau chaude et froide se formant par suite d'advection réciproque d'eau de température différente. En avançant, le tourbillon laisse une trace de température approximativement constante. La langue d'eau se formant dans la partie frontale du tourbillon est plus aigüe, plus acérée que la langue située dans son sillage. C'est d'après cette configuration des isothermes (fig. 5.22) qu'a été déterminée la polarité des tourbillons.

L'analyse a porté sur les périodes mai 1978 - avril 1980 et juillet 1981 - août 1982, soit 38 mois. Les résultats de la première période ont déjà été décrits brièvement (Wald, 1983).

Sur 105 images, inégalement réparties dans le temps, 57 montrent 72 tourbillons en mer Ligure (figs. 5.16 à 5.20). Sur ces 72 tourbillons, 51 (71%) sont anticycloniques et 21 (29%) sont cycloniques. ces proportions sont très variables dans l'espace. Par exemple, devant la Corse, on ne

trouve que des tourbillons anticycloniques tandis que devant Nice, on trouve plus de cycloniques.

Cette hétérogénéité de répartition démontre que l'observation d'un plus faible nombre de tourbillons cycloniques ne provient pas d'un manque de signature dans le champ thermique, qui rendrait ces tourbillons moins décelables que les anticycloniques. D'autre part, on pourrait penser qu'en été, alors que la thermocline saisonnière se développe, les tourbillons cycloniques ont une signature de moins en moins prononcée en surface. Il n'en est rien et les tourbillons cycloniques ont été observés toute l'année, y compris en été, par vent nul et très forte insolation. Ce déséquilibre entre anticycloniques et cycloniques résulte donc probablement de processus dynamiques et non pas de biais d'observation.

L'observation d'un plus grand nombre de tourbillons en été qu'en hiver peut être expliquée par la plus forte signature des tourbillons en été, due à l'existence de plus forts gradients thermiques. Mais les mouvements ne sont pas plus stables en hiver comme le montrent les données in situ et les images couleur de l'océan. Durant l'hiver et le début du printemps, on observe des tourbillons partout en mer Ligure. Les faibles gradients thermiques et surtout la forte couverture nuageuse, ne permettent cependant que rarement des observations d'instabilités durant cette période. La banque de données est donc fortement biaisée et ne sera considérée que comme représentative des situations de la période mai - octobre. Sur la figure 5.23, ont été reportées les positions des centres des tourbillons observés durant cette période.

Le diamètre moyen des tourbillons est de 28,6 km avec un écart-type d'environ 11 km. Le diamètre moyen des tourbillons cycloniques est légèrement inférieur (24 km) à celui des anticycloniques (30 km), cette différence pouvant être expliquée par la manière subjective de déterminer l'extérieur du tourbillon.

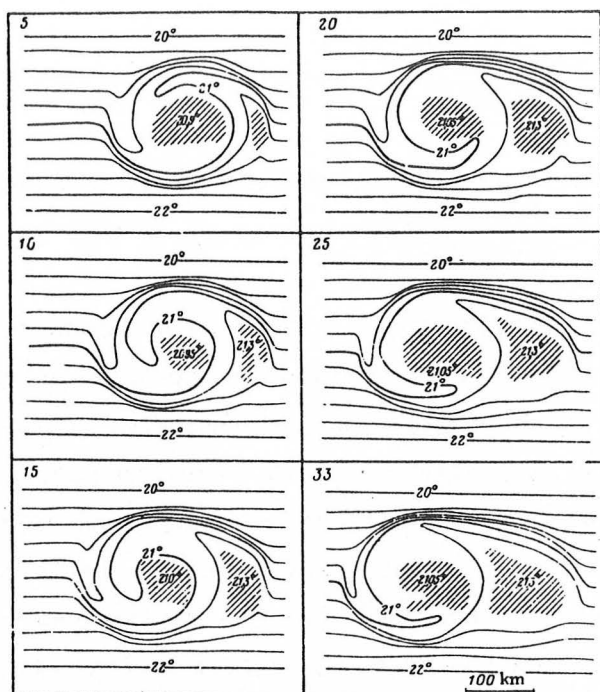


Fig. 5.22 Cartes de température superficielle de l'océan pour un tourbillon se déplaçant vers l'ouest (5 km/jour). Les nombres en haut et à gauche de chaque simulation, indiquent le jour de la simulation numérique. In Nelepo et al. (1978).

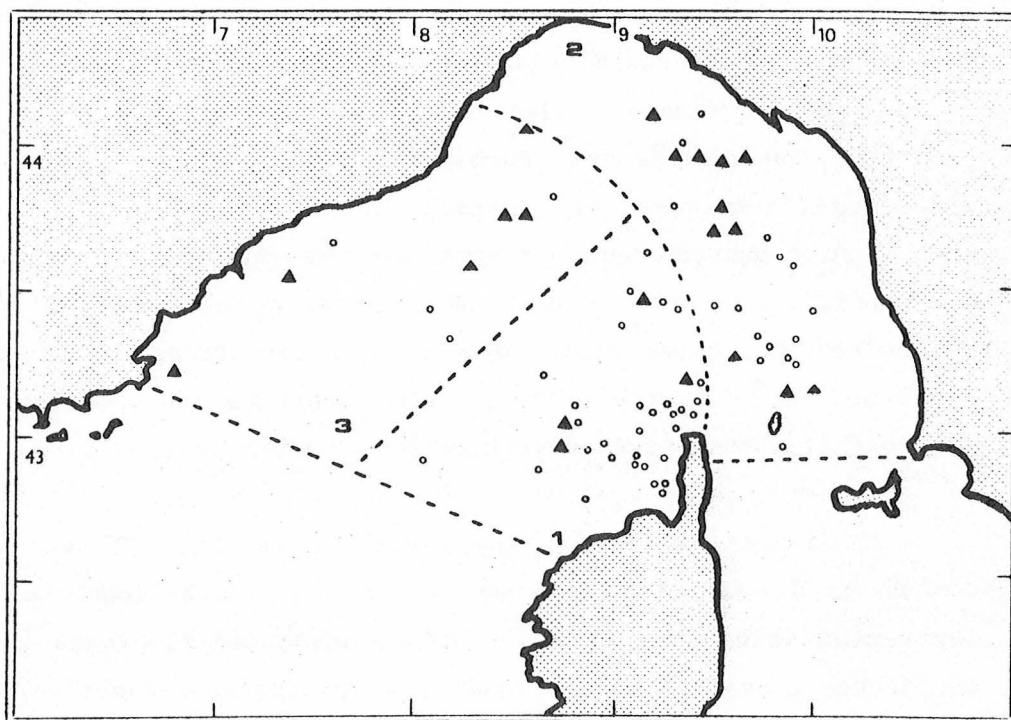


Fig. 5.23 Carte montrant la localisation des centres de tourbillons détectés sur les images d'été. Les triangles figurent les tourbillons cycloniques et les cercles, les anticycloniques.

En utilisant exclusivement les données de cette banque de tourbillons, il n'est pas encore possible de déterminer la durée de vie des tourbillons ainsi que leur vitesse de déplacement. Cependant des indications suggèrent que la durée de vie est de l'ordre d'une dizaine de jours, ce qui est en accord avec les résultats de DYOME et de IFAN.

L'extension verticale de ces tourbillons ne peut évidemment pas être connue d'après cette banque, mais les mesures de DYOME montrent que les instabilités affectent souvent toute la couche d'eau (fig. 5.3).

Le trait le plus frappant de la figure 5.23 est l'hétérogénéité de la répartition spatiale des tourbillons, dont un petit nombre seulement se trouve devant les Rivières italiennes et françaises.

Cette distribution détermine trois zones, indiquées fig. 5.23 : la zone Corse (1), la zone Italienne (2) et les Rivières (3). Les limites de ces zones ne sont pas définies de manière précise. La détermination de ces zones a été faite uniquement en fonction de la répartition des tourbillons et des proportions relatives des anticycloniques et des cycloniques, et ce découpage correspond en fait aux zones hydrodynamiques décrites au §5.1.

Dans la zone Corse (1), se trouve la moitié de tous les tourbillons observés en mer Ligure. Trente et un sont anticycloniques et quatre seulement sont cycloniques. La plupart des tourbillons sont situés au voisinage du cap Corse et dans le golfe de Saint-Florent.

Les tourbillons cycloniques sont aussi nombreux que les anticycloniques dans la zone Italienne (2), mais on notera que les anticycloniques sont situés principalement au sud, tandis que les cycloniques sont dans la partie nord.

Dans la zone des Rivières (3), on observe autant de tourbillons anticycloniques que cycloniques et en petit nombre, ce qui semble indiquer une plus grande stabilité durant l'été que dans les autres zones.

5.4.2 Comparaison et complémentarité des observations satellitaires et in situ

Toutes les images infrarouges et couleur de l'océan révèlent une distribution spatio-temporelle complexe des températures et des pigments chlorophylliens.

La présence de structures de formes variées confirme l'instabilité générale de la mer Ligure, observée in situ (points 1 et 2 du résumé, §5.3). Les instabilités observées in situ apparaissent nettement sur l'imagerie satellitaire.

D'après cette dernière, aux trois zones déjà citées au point 3 (centrale, zone Corse et Riviéras), il faudrait ajouter une autre zone périphérique : la zone toscane ou toscano-ligure (zone 2, fig. 5.23), qui présente une assez forte variabilité estivale, avec une dissymétrie nord - sud des tourbillons et dont la variabilité hivernale est inconnue.

La zone Corse présente la même variabilité au cours de l'année, comme l'indique l'ensemble de l'imagerie dépouillée, qui met également en évidence la relative stabilité des zones Riviéras et centrale en été (points 3, 4 et 5).

Les images satellitaires confirment aussi l'existence de deux périodes pour les zones centrale et Riviéras (points 4 et 5), comme le montre la discussion suivante.

Les thermographies des 16 et 17 octobre 1981 (figs. 5.24 et 5.25) présentent des méandres tout autour de la zone centrale et illustrent bien la différence de variabilité en été entre la Corse et les Riviéras. Les longueurs d'onde sont semblables dans les deux zones : 20 - 30 km. Si, devant la Corse, les amplitudes sont très grandes et les tourbillons déjà très bien individualisés, par contre, devant les Riviéras, l'ampleur du phénomène est plus faible, les méandres sont très éloignés des côtes et les amplitudes sont beaucoup plus petites.

Au contraire, durant décembre 1977 et janvier 1978 où des méandres furent observés (Crépon et al., 1982, fig. 5.26 et cf. § 8.6), ces méandres animant le front thermique ne concernaient que très peu la zone Corse et affectaient essentiellement les zones centrale et Riviéras. De

même, la thermographie du 27 février 1980 (fig. 5.27) n'exhibe des tourbillons que devant les Riviéras. Ceci confirme la plus grande variabilité observée en hiver dans les zones centrale et Riviéras, par rapport à la Corse.

Les limites entre les zones et les positions de celles-ci ne sont certainement pas fixes, comme semble l'indiquer l'étude des variations saisonnières du champ de température (Wald, Nihous, 1980, cf. § 8.1).

En conclusion, les deux ensembles d'observations (in situ et satellitaires) sont cohérents et complémentaires.



IMAGE MULTI CANAL : 01 = AVHRR #4 DEG. CELS. = .20*CN -7
 AVHRR NOAA7 ORBITE # 1625 16/10/1981 1353GMT. MER LIGURE

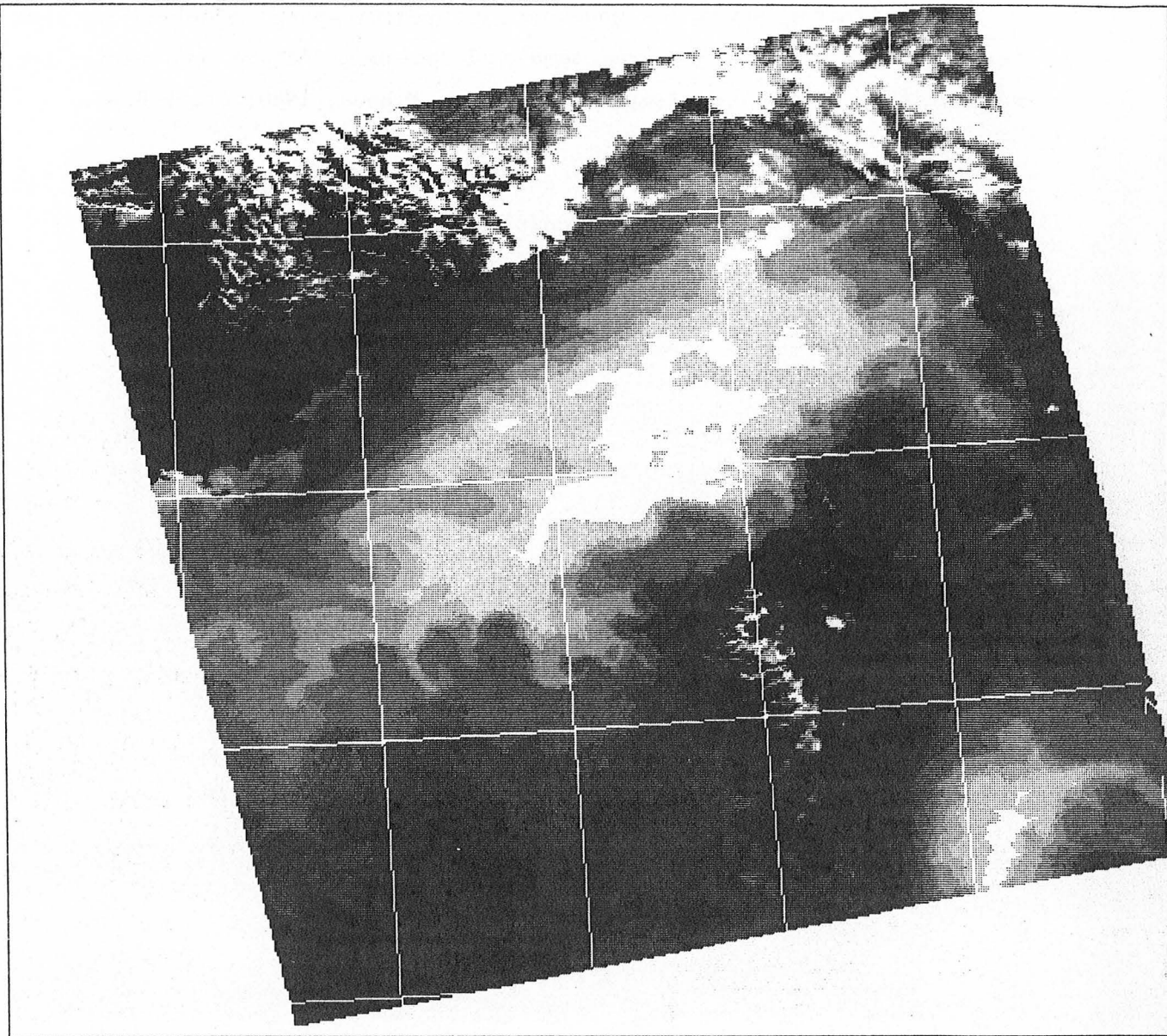


Fig. 5.24 Thermographie AVHRR-NOAA-7 du 16 octobre 1981, 1353GMT. Noter les méandres dans la partie sud du bassin et la relative stabilité le long des Riviéras.

118 021 123 126 128 130 133 135 137

IMAGE MULTI CANAL : 01 = AVHRR #4 DEG. CELS. = .20*CN -8
AVHRR NOAA7 ORBITE # 1639 17/10/1981 1342GMT. MER LIGURE

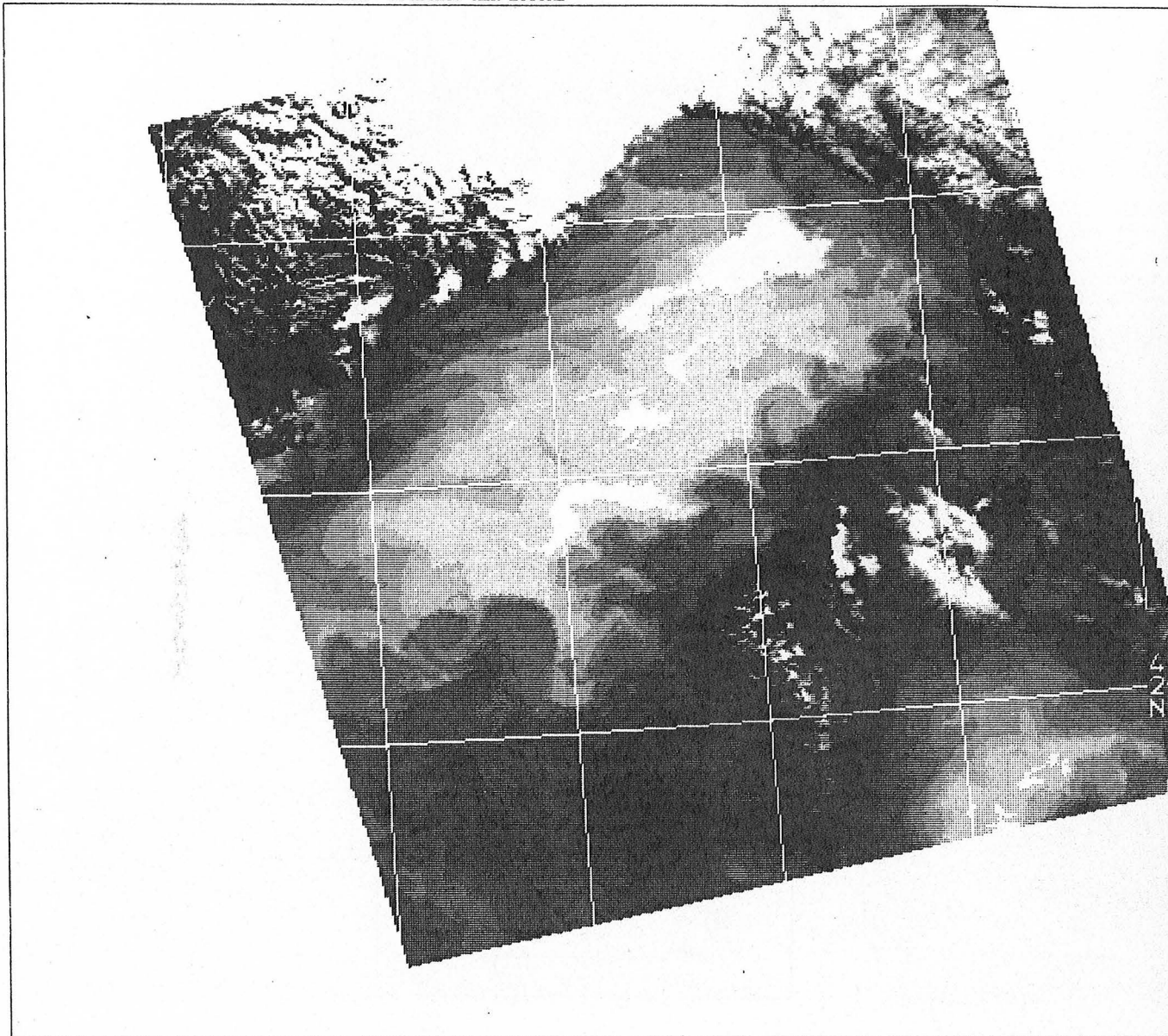


Fig. 5.25 Thermographie AVHRR-NOAA-7 du 17 octobre 1981, 1342GMT. Les structures évoluent rapidement dans la partie sud, et affectent peu les Rivières.

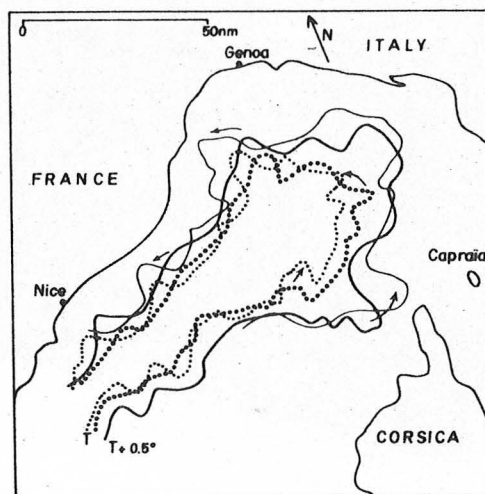
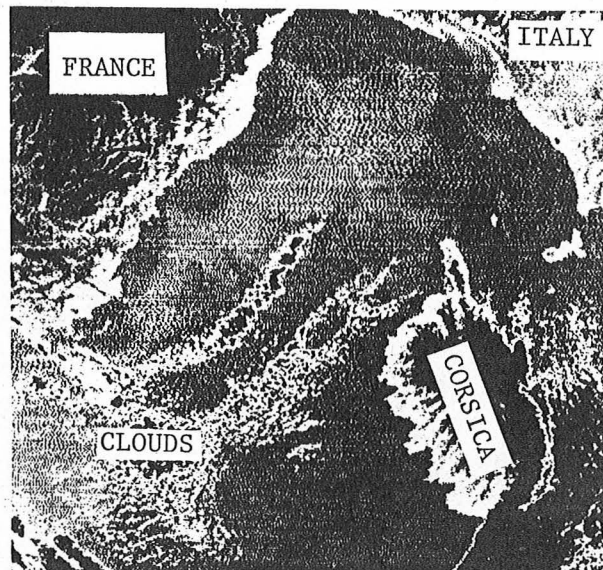


Fig. 5.26 Thermographie du 4 décembre 1977 (en haut) et représentation schématique (en bas) de 2 isothermes (cercles et lignes) pour le 3 (trait épais) et le 4 décembre (trait fin).



IMAGE MULTI CANAL : 02 = 10.5 A 11.5 MIC. DEG. CELS. = .20*CN+ 0
 AVHRR TIROS-N ORBITE # 0 27/ 2/1980 0332GMT. MER LIGURE

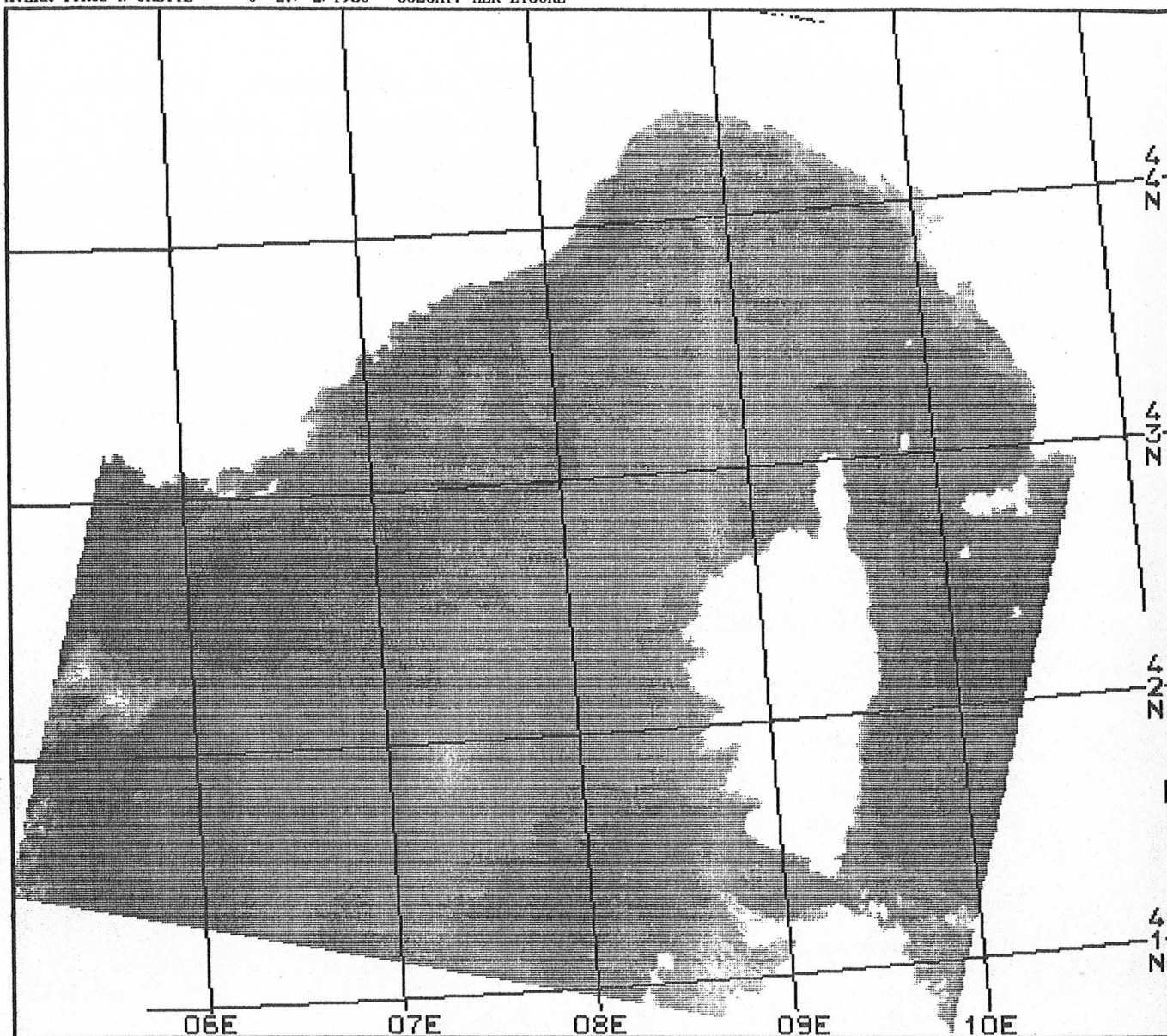


Fig. 5.27 Thermographie du 27 février 1980, 0332GMT. Malgré les faibles gradients, on observe des structures complexes devant les Riviéras et dans la zone centrale, et une certaine stabilité dans la zone Corse, contrairement aux images précédentes des périodes estivale et automnale.

5.5 Certains types d'instabilité et leur relation avec les observations

5.5.1 Instabilité barotrope

L'instabilité barotrope résulte du cisaillement horizontal de courant. La largeur de ce cisaillement est souvent caractérisée par le rayon interne de déformation, R_d . Si ce rayon est très inférieur à la largeur du courant, L , le cisaillement est faible et il ne peut y avoir instabilité barotrope. Par contre, si ce rayon est égal à la largeur du courant, le cisaillement horizontal affecte tout le courant et entraîne une instabilité barotrope (Pedlosky, 1979, p. 505). Ce critère s'écrit : $R_d \sim L$. Santoleri, Salusti (1983) ont montré que R_d varie entre 3 km (mars) et 18 km (juillet), alors que L est d'environ 40 km. Pour toutes les périodes, R_d est sensiblement inférieur à L : l'instabilité barotrope ne semble donc pas être prépondérante en mer Ligure.

5.5.2 Instabilité barocline

L'instabilité barocline est sans doute le type d'instabilité le plus important dans ce bassin, et est due au cisaillement vertical de courant. Par exemple, les observations satellitaires de méandres au mois de décembre 1977 (cf. § 8.6) peuvent être expliquées en termes d'instabilité barocline au moyen du modèle de Tang (1975). Dans ce modèle, on utilise les versions linéarisées suivantes de l'équation de la vorticité quasi-géostrophique et de l'équation de continuité :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' = f \frac{\partial}{\partial z} w'$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{N^2}{f} w' = 0$$

où ψ' , w' , N et \bar{u} désignent respectivement la perturbation de la fonction de courant, la perturbation de la vitesse verticale, la fréquence de

Brunt-Väisälä (supposée constante) et la vitesse zonale moyenne dans la direction x .

Si on suppose un océan à deux couches et que la solution est de la forme :

$$\begin{pmatrix} \psi' \\ w' \end{pmatrix} = \text{partie réelle de } \begin{pmatrix} \psi \\ w \end{pmatrix} e^{ik(x-ct)} \sin ly$$

et que $\bar{u}(z)$ a la forme décrite fig. 5.28, alors la partie imaginaire c_i de la vitesse de phase c , s'écrit comme une fonction des épaisseurs des deux couches (H_1 , H_2) et des rayons internes de déformation. Après normalisation, c_i indique le taux de croissance de l'instabilité pour une longueur d'onde donnée (fig. 5.29).

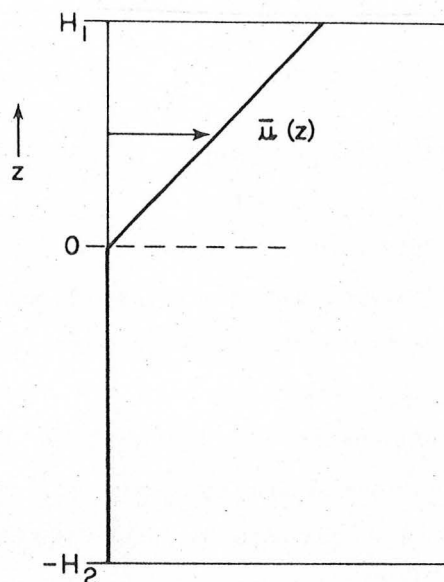


Fig. 5.28 Profil vertical de la vitesse moyenne \bar{u} .

Avec les valeurs usuellement rencontrées en décembre en mer Ligure, on obtient que la longueur d'onde la plus instable est 56 km, ce qui est comparable aux longueurs d'onde observées (38 ± 20 km, fig. 5.26).

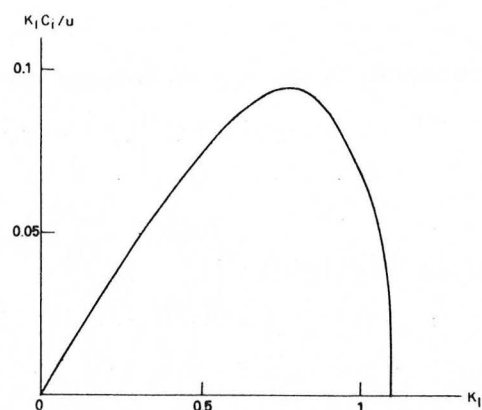


Fig. 5.29 Taux de croissance pour $H_1/H_2 = 1/20$

Par ailleurs, Santoleri, Salusti ont montré que le critère d'instabilité barocline (Saunders, 1983 ; Pedlosky, 1979, p. 454) :

$$R_d^2 / L^2 \ll 1$$

est toujours satisfait (cf. paragraphe précédent) et que la mer Ligure est en instabilité barocline permanente.

Ceci rejoint Pedlosky (1979, §7.13) qui a déduit d'un modèle linéaire simple qu'il suffisait d'un cisaillement très faible pour qu'un courant non zonal (cas de la mer Ligure) soit instable barocliniquement.

A priori, un mouvement en instabilité barocline donne autant de tourbillons cycloniques que d'anticycloniques.

Cependant, dans les cas des courants de l'hémisphère nord, coulant le long d'une côte située sur leur droite (systèmes algérien, norvégien, californien), les tourbillons cycloniques semblent se développer moins facilement que les anticycloniques (Millot, 1985). Il y aurait alors une certaine analogie avec le Gulf Stream, puisqu'à la gauche de celui-ci se créent les tourbillons anticycloniques et à sa droite, les cycloniques. Dans le cas de la Corse, la présence de la côte à droite de l'écoulement inhiberait un développement important des tourbillons cycloniques et expliquerait la dissymétrie entre les nombres de tourbillon

anticycloniques et cycloniques observés.

Il faut noter que ce comportement des courants côtiers n'est pas en accord avec les simulations faites par Griffiths, Linden (1981). Dans ces expériences de laboratoire, les deux types de tourbillons apparaissent à la frontière libre du courant et appariés, un anticyclonique étant associé à un cyclonique.

5.5.3 Tourbillons de sillage

Pour expliquer les tourbillons de la zone toscane, Santoleri, Salusti (1983) ont examiné l'hypothèse d'un sillage de Von Karman créé par la Corse. Ce sillage, ou "allée de Von Karman", est composé d'une succession de tourbillons anticycloniques et cycloniques disposés en quinconce. Dans le cas de la mer Ligure, les tourbillons d'une telle allée devraient être espacés d'environ 300 km. Or certaines thermographies AVHRR montrent plus de deux tourbillons par image dans cette zone, et espacés de 50 - 100 km. Cette hypothèse a donc été rejetée.

D'autre part, en présence d'une force de rappel comme celle de Coriolis, certaines configurations d'écoulement peuvent créer dans le sillage de l'obstacle, des méandres pouvant s'occlure et donner naissance à des tourbillons (Saint-Guily, 1960 ; White, 1971). Dans le cas de la Corse, le rappel est dû aux variations de la topographie (conservations de la vorticité potentielle) et les modèles de Saint-Guily et de White peuvent être appliqués. Dans ces deux modèles, la configuration de l'écoulement pour la mer Ligure correspond à une solution stable et ceci montre que les ondes de sillage, y compris en présence d'une force de rappel, n'ont pas d'importance en mer Ligure.

En résumé, nous n'avons pas trouvé d'explication simple à la distribution spatiale des instabilités observées in situ et par satellite. Si l'instabilité barocline semble le processus le plus important, il

faudra cependant tenir compte de nombreux paramètres pour pouvoir rendre compte par un modèle numérique ou analytique des dissymétries observées d'une part, entre les zones Corse et Rivièras, et d'autre part, entre les moitiés nord et sud de la zone toscane. Cet effort est actuellement en cours et englobe aussi bien la collecte et l'analyse de mesures in situ courantologiques et hydrologiques, que la modélisation numérique de l'écoulement en mer Ligure.

5.6 Résumé de l'apport des images satellitaires à la connaissance de la dynamique superficielle de la mer Ligure

L'imagerie satellitaire infrarouge, proche et moyen, et couleur de la mer, a servi aussi bien à caractériser la circulation générale qu'à observer les instabilités de celle-ci.

L'évolution annuelle (5 "saisons" par an) de la distribution des gradients thermiques superficiels a ainsi été décrite (Wald, Nihous, 1980, cf. § 8.1 ; Wald, 1980).

L'éclairement global mensuel et ses variations spatiales ont été calculé pour 1983 (Demarcq, 1985) et indiquent la forte variabilité du bilan hydrique.

Le champ du module de la vitesse du vent a été cartographié suivant la méthode exposée chap. 4 et l'examen des variations spatiales de ce champ permet de préciser de quelle manière le vent pourrait jouer un rôle dans l'entretien de la circulation générale.

Le champ de courant dans le canal de Capraia a été calculé en résolvant numériquement l'équation de conservation de la chaleur (cf. chap. 3). Ce champ est analogue aux mesures publiées et la forte variation spatiale du courant souligne l'importance de la localisation géographique des points de mesure en ce qui concerne l'estimation du flux d'eau tyrrhénienne entrant en mer Ligure.

Les instabilités dynamiques ont une signature thermique permettant leur repérage. Ainsi, des ondes de basse fréquence ont été suivies et la répartition spatiale des tourbillons a été cartographiée. Cette répartition présente une forte variabilité temporelle avec une nette dissymétrie nord-sud, qui est observée tant sur les enregistrements courantométriques de DYOME que sur les thermographies.

Ainsi, associées aux observations in situ, les images satellitaires permettent de mieux comprendre les processus dynamiques présents en mer Ligure.

CHAPITRE 6

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans cette thèse, les caractéristiques de l'imagerie satellitaire qui sont : grande répétitivité et vaste champ d'observation, ont été exploitées.

Les études présentées dans cet ouvrage ne concernent que la dynamique océanique et leur éventail illustre le type de travaux que l'on peut réaliser dans ce domaine à l'aide de l'imagerie satellitaire, dans les régions spectrales infrarouges proche ($1\ \mu\text{m}$) et moyen ($10\ \mu\text{m}$).

Ces images ont été utilisées pour examiner le champ de température, ses variations spatiales et temporelles.

On a ainsi pu décrire l'évolution annuelle de la distribution des gradients thermiques superficiels en mer Ligure.

Des travaux non présentés ici ont montré que les phénomènes d'upwellings dans le golfe du Lion ont une localisation et une structure relativement stables (Millot, Wald, 1981). Le calcul de la distribution moyenne des températures de surface (moyenne temporelle en chaque point de l'image) fait ressortir clairement l'existence de 6 points-source d'upwelling dans le golfe du Lion et montre ainsi que les upwellings se développent le long de segments de côte rectilignes. Crépon, Richez (1982) ont retrouvé ce résultat théoriquement et ont calculé que la longueur minimale des segments doit être supérieure au rayon interne de déformation.

La turbulence thermique de moyenne échelle (10-100 km) en Méditerranée et en Atlantique nord-est a également été étudiée et il a été trouvé que le spectre de densité de variance de température suit une loi d'exposant $-5/3$.

La nature de la relation entre les champs superficiels de température et de courant a été examinée par des approches déterministes (suivi de structures, résolution de l'équation de conservation de la chaleur) et statistiques (fonctions de structure). Il a été vérifié que, sauf cas d'échanges thermiques verticaux avec l'atmosphère ou avec les couches sous-jacentes, la température est un traceur passif et un bon indicateur des structures dynamiques. Il a aussi été montré que les

thermographies satellitaires fournissent une information irremplaçable sur le champ superficiel de courant de par leur répétitivité, leur résolution spatiale fine (0,1 - 1 km) et leur grande couverture d'observation.

L'utilisation et la résolution numérique de l'équation de conservation de la chaleur semble donner de bons résultats et devrait permettre un calcul aisé du champ de courant à moyenne échelle à partir de thermographies, tant que les hypothèses faites sont vérifiées et que la fonction de courant est connue en quelques points.

L'exploitation des images acquises dans le proche infrarouge (1 μ m) s'est révélée très fertile. Elle devrait notamment permettre d'estimer le champ du module de la vitesse du vent à la surface de la mer de manière rapide et facile.

L'étude de la mer Ligure illustre l'apport de ce type de données satellitaires dans le domaine de la dynamique océanique.

Ces données servent aussi bien à mieux connaître la circulation générale qu'à observer les instabilités de cette circulation. Elles ont été utilisées pour :

- examiner le champ de température, ses variations spatiales et temporelles au cours de l'année,
- calculer le courant dans le canal de Capraia,
- calculer la variabilité spatiale du vent,
- calculer l'irradiation globale de la surface de la mer et ses variations spatiales et estimer les variations spatiales du bilan hydrique,
- observer et suivre dans le temps des instabilités du courant,
- cartographier la répartition spatiale des tourbillons et définir des zones où les instabilités ont un régime saisonnier.

Un certain nombre de ces points ont nécessité l'apport de mesures in situ. Celles-ci guident l'interprétation des images qui, à leur tour, permettent d'étendre spatialement et temporellement les conclusions tirées localement de l'examen des mesures in situ. Par exemple, l'examen des

thermographies du golfe du Lion ou de la mer Ligure a permis de préparer des campagnes plus efficacement et d'implanter des mouillages dans les zones les plus intéressantes dynamiquement. L'apport des thermographies pour la définition des réseaux courantométriques et hydrologiques de la campagne DYOME s'est révélé particulièrement déterminant.

Par contre, d'autres points ne pouvaient être mis en évidence que par l'imagerie satellitaire. C'est le cas du vent et de l'irradiation globale, dont les mesures sur les océans sont quasi- ou totalement inexistantes. C'est aussi le cas pour l'observation de l'instabilité de décembre 1977 en mer Ligure durant laquelle aucun moyen de mesure n'était en mer et qui n'a été vue que par satellite.

Ce qui a été présenté dans cette thèse ne constitue pas une revue exhaustive des apports possibles de l'imagerie satellitaire à la connaissance de la dynamique océanique. En ce qui concerne les moyennes échelles (10 - 100 km), les longueurs d'onde de détection les plus prometteuses sont le visible et l'infrarouge moyen (10 μ m). On peut également y ajouter le radar imageur à synthèse d'ouverture (SAR) qui indique la rugosité de la surface de la mer. Par des mécanismes complexes et non parfaitement connus, ce radar permet, entre autres, de cartographier les limites des veines de courant ou des tourbillons.

Ces types de capteurs (visible, infrarouge, SAR) font l'objet de programmes existant ou à venir, comme NOAA, SPOT, Meteosat, ERS (Agence Spatiale Européenne), DSMP (Ministère de la Défense des USA), Landsat, pour ne citer que les plus connus en France. La profusion de ces programmes montre d'ailleurs à elle seule l'intérêt qu'éprouve la communauté océanographique à l'égard de l'océanographie spatiale.

Par ailleurs, nous sommes loin de savoir tirer parti de toute l'information contenue dans une image. Par exemple, si l'on sait produire depuis longtemps des cartes de températures relatives spatialement, il n'y a que très récemment que l'on sait calculer la température absolue avec une précision satisfaisante et ainsi produire des cartes de courant.

Hormis l'information directement visible sur l'image, il y a des informations plus dissimulées que l'on ne sait pas toujours extraire. Par exemple, la donnée visible d'une image acquise dans le proche infrarouge (1 μ m) est l'énergie solaire réfléchie par la surface de la mer et les informations que l'on peut en dériver, moyennant l'introduction d'une nouvelle donnée (ici, un modèle de distribution statistique des pentes de vague), sont l'état de la mer, le vent et les variations de ces deux paramètres ainsi que leurs échelles caractéristiques. Dans le cas de l'altimètre, la donnée immédiate est la distance capteur - surface, de laquelle sont dérivés la hauteur dynamique et le courant géostrophique au moyen des équations du mouvement.

Les images couleur de l'océan peuvent apporter une forte contribution à la connaissance de la dynamique océanique. Par rapport aux thermographies, elles ont l'avantage, en tant que traceur, de représenter une mesure intégrée sur les premiers mètres ou premières dizaines de mètres d'eau et de donner de bonnes indications en hiver lorsque les gradients thermiques sont faibles. Par contre, leur utilisation est actuellement limitée par un traitement informatique assez lourd et par une précision d'estimation des concentrations en pigments chlorophylliens et assimilés, encore insuffisante. D'autre part, il n'est pas tout à fait établi dans quelles conditions la couleur est un bon traceur des mouvements marins, particulièrement dans les zones où les mouvements sont peu puissants. En effet, il s'agit d'un traceur actif qui a sa dynamique propre, liée à la dynamique de production océanique.

Un excellent exemple d'utilisation combinée de thermographies AVHRR et d'images couleur de l'océan CZCS est donné par Demarcq (1985), qui présente des observations de formation d'eau profonde au large du golfe du Lion durant les hivers 1981 et 1982. C'est également un exemple de ce que peuvent apporter les données satellitaires seules, quand elles sont utilisées dans un milieu relativement connu.

Outre leur approfondissement, les études présentées dans cette thèse

ont des prolongements dans d'autres domaines.

L'estimation du courant par résolution de l'équation de conservation de la chaleur donne un champ de courant synoptique qui permettra de mieux connaître la variabilité de la circulation. Il sera par ailleurs intéressant de réintroduire ces estimations de courant dans les images couleur de l'océan afin de mettre en évidence les sources et les puits de pigments chlorophylliens et assimilés dans les zones frontales. Ajoutons également que cette méthode de résolution du courant pourra être appliquée aux images visible, lorsque la précision d'estimation des concentrations sera satisfaisante.

Le calcul de la vitesse du vent pourrait être affiné, en particulier, en ce qui concerne la direction, à condition de disposer d'un modèle bidirectionnel de distribution de pente de vagues plus précis que celui de Cox et Munk.

Il est également possible, grâce à l'emploi de plusieurs longueurs d'ondes dans le domaine infrarouge, de classer les nuages, de connaître le profil vertical des constituants de l'atmosphère, et sans doute d'estimer même grossièrement les précipitations au dessus des océans, pour lesquelles il n'y a pratiquement pas de mesures, et par conséquent de mieux évaluer le bilan hydrique à moyenne échelle.

Enfin, il est envisageable de prédire la profondeur de la thermocline saisonnière. En effet, il est possible de connaître l'irradiation, les pertes, la température de surface, la vitesse du vent et l'advection thermique. Le coefficient d'absorption du rayonnement solaire peut être estimé par l'imagerie couleur de l'océan. L'entrée dans un modèle de couche de mélange de ces conditions initiales devrait permettre d'améliorer la prédiction de la profondeur de la thermocline saisonnière de l'océan.

CHAPITRE 7

BIBLIOGRAPHIE

7.1 Bibliographie du chapitre 2

Abe, T., A study on the foaming of sea water : on the mechanism of the decay of bubbles and their size distribution in foam layer of sea water, Papers Meteor. Geophys., 5, 240-247, 1955.

Bondur, V.G., Sharkov, E.A., Statistical properties of whitecaps on a rough sea, Oceanology, 22, 3, 274-279, 1982.

Bramson, M.A., Ze'manovich, I.L., Kuleshova, G.I., Emissive power of water in the infrared region of the spectrum, English translation, F-139, U.S. National Aeronautics and Space Administration, Washington, 41pp, 1965.

Cox, C., Munk, W., Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, Journal of the Optical Society of America, 44, 11, 838-850, 1954.

Cox, C., Munk, W., Statistics of the sea-surface derived from sun glitter, Journal of Marine Research, 13, 2, 198-227, 1954.

Cox, C., Munk, W., Some problems in optical oceanography, Journal of Marine Research, 14, 1, 63-78, 1955.

Deschamps, P.Y., Télédétection de la température de surface de la mer par radiométrie infrarouge, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Lille, n° 376, 1977.

Deschamps, P.Y., Frouin, R., Large diurnal heating of the sea surface observed by the HCMM experiment, Journal of Physical Oceanography, 1984.

Deschamps, P.Y., Phulpin, T., Atmospheric correction of infrared measurements of sea surface temperature using channels at 3.7, 11 and 12 micron, Boundary-Layer Meteorology, 18, 131-143, 1980.

Fedorov, K.N., Ginzburg, A.I., Piterbarg, L.I., On the physical nature of

"calm weather inhomogeneities" in the temperature field of the ocean, *Oceanology*, 21, 2, 141-146, 1981.

Fieux, M., Garzoli, S., Gonella, J., Contribution à la connaissance de la structure spatiale des courants superficiels au large du golfe du Lion, *Journal de Recherches Océanographiques*, 3, 4, 1978.

Friedman, D., Infrared characteristics of ocean water (1.5-15 micron), *Applied Optics*, 8, 10, 2073-2078, 1969.

Golubitskiy, B.M., Moskalenko, N.I., Measurement and calculation of spectral transmission in the N₂O bands in the near-infrared region, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 4, 3, 360-362, 1968.

Golubitskiy, B.M., Moskalenko, N.I., Spectral transmission functions in the H₂O and CO₂ bands, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 4, 3, 346-359, 1968.

Gordon, H.R., Jacobs, M.M., Albedo of the ocean-atmosphere system : influence of the sea foam, *Applied Optics*, 16, 8, 2257-2260, 1977.

Horman, M.H., Temperature analysis from multispectral infrared data, *Applied Optics*, 15, 9, 2099-2014, 1976.

Ivanoff, A., Introduction à l'océanographie, vol. 2, Paris : Vuibert, 338 pp, 1975.

Jerlov, N.G., Marine Optics, Elsevier Oceanography Series, vol. 14, 231 pp, 1976.

Katsaros, K.B., The sea surface temperature deviation at very low wind speeds ; is there a limit ?, *Tellus*, 29, 229-239, 1977.

Knyazev, N.A., Chavro, A.I., Calculations of the absorption of IR radiation by water vapor in a continuum, *Izvestiya, Atmospheric and*

Oceanic Physics, 14, 9, 702-704, 1978.

Koepke, P., Effective reflectance of oceanic whitecaps, Applied Optics, 23, 11, 1816-1824, 1984.

Kondrat'ev, K.Ya., Badinov, I.Ya., Ashcheulov, S.V., Andreev, S.D., Some results of surface measurements of the infrared absorption and thermal radiation spectra of the atmosphere, Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 1, 4, 215-222, 1965.

Kozlov, V.P., Excluding the effect of the atmosphere in the remote sensing of the radiant temperature of the water surface, Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 14, 9, 685-690, 1978.

Kropotkin, M.A., Kozyrev, B.P., Zaitzev, V.A., Infrared spectra of reflection from sea and fresh water and from certain aqueous solutions, Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 2, 4, 259-260, 1966.

Llewellyn-Jones, D.T., Minett, P.J., Saunders, R.W., Zavody, A.M., Satellite multi-channel infrared measurements of SST of the N.E. Atlantic Ocean using AVHRR/2, Quartely Journal of the Royal Meteorological Society, 110, 613-631, 1984.

McClain, E.P., Pichel, W.G., Walton, C.C., Ahmad, Z., Sutton, J., Multi-channel improvements to satellite-derived global sea surface temperatures, Advanced Space Research, 2, 6, 43-47, 1983.

Maul, G.A., Gordon, H.R., On the use of Landsat 1 in optical oceanography, Remote Sensing of Environment, 4, 95, 1975.

Miyake, Y., Abe, T., A study on the foaming of the sea water. Part 1, Journal of Marine Research, 7, 67-73, 1948.

Monahan, E.C., Oceanic whitecaps, Journal of Physical Oceanography, 1, 139-144, 1971.

Monahan, E.C., Muirheartaigh, I.O., Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *Journal of Physical Oceanography*, 10, 2094-2099, 1980. Comments by Wu J. and reply, 12, 750-752, 1982.

Moskalenko, N.I., Mirumyants, S.O., The effect of temperature on infrared radiation absorption by water vapor and CO₂, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 5, 12, 747-751, 1969.

Plass, G.N., Kattawar, G.W., Guinn, J.A., Jr., Radiative transfer in the earth's atmosphere and ocean : influence of ocean waves, *Applied Optics*, 14, 1924, 1975.

Prabhakara, C., Dalu, G., Kunde, V.G., Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 micron window region, *Journal of Geophysical Research*, 79, 33, 5039-5044, 1974.

Quenzel, H., Kaestner, M., Optical properties of the atmosphere : calculated variability and application to satellite remote sensing of phytoplankton, *Applied Optics*, 19, 8, 1338-1344; 1980.

Robinson, I.S., Wells, N.C., Charnock, H., The sea surface thermal boundary layer and its relevance to the measurement of SST by airborne and spaceborne radiometers, *International Journal of Remote Sensing*, 5, 1, 19-45, 1984.

Ross, D.B., Cardone, V.J., Observations of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed, *Journal of Geophysical Research*, 79, 3, 444-452, 1974.

Samoylenko, V.S., Matveyev, D.T., Semenchenco, B.A., Data for a quantitative estimate of foam coverage of the ocean surface. In : *TROPEKS-72*, Leningrad, Gidrometeoizdat, 548, 1974.

Saunders, P.M., Radiance of sea and sky in the infrared window 8-12 micron, Journal of the Optical Society of America, 58, 5, 645-652, 1968.

Strong, A.E., McClain, E.P., Improved ocean sea surface temperatures from space-comparisons with drifting buoys, Bulletin of the American Meteorological Society, february 1984.

Toba, Y., Chaen, M., Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface, Rec. Oceanogr. Works Japan, 12, 1, 1-11.

Viollier, M., Tanre, D., Deschamps, P.Y., An algorithm for remote sensing of water color from space, Boundary-Layer Meteorology, 18, 247-267, 1980.

Wald, L., Monget, J.M., Remote sensing of the sea-state using the 0.8-1.1 μm spectral band, International Journal of Remote Sensing, 4, 2, 433-446, 1983.

Wald, L., Nihous, G., Ligurian Sea : annual variation of the sea surface thermal structures as detected by satellite NOAA 5, Oceanologica Acta, 3, 4, 465-469, 1980.

Whitlock, C.H., Bartlett, D.S., Gurganus, E.A., Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols, Geophysical Research Letters, 9, 6, 719-722, 1982.

Wu, J., Oceanic whitecaps and sea state, Journal of Physical Oceanography, 9, 1064-1068, 1979.

7.2 Bibliographie du chapitre 3

Blumen, W., Uniform potential vorticity flow : Part 1. Theory of wave interactions and two-dimensional turbulence, *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 774-783, 1978.

Brown, O.B., Evans, R.H., Evidence for zonally-trapped propagating waves in the Eastern Atlantic from satellite sea surface temperature observations, *Boundary-Layer Meteorology*, 18, 145-157, 1980.

Crépon, M., Wald, L., Monget, J.M., Low frequency waves in the Ligurian sea during december 1977, *Journal of Geophysical Research*, 87, C1, 595-600, 1982.

Deschamps, P.Y., Frouin, R., Wald, L., Satellite determination of the mesoscale variability of the sea surface temperature, *Journal of Physical Oceanography*, 11, 6, 864-870, 1981.

Fieux, M., Garzoli, S., Gonella, J., Contribution à la connaissance de la structure spatiale des courants superficiels au large du golfe du Lion, *Journal de Recherches Océanographiques*, 3, 4, 13-26, 1978.

Harris, T.F.W., Legeckis, R., Van Foreest, D., Satellite infrared images of the Agulhas current system, *Deep-Sea Research*, 25, 543-548, 1978.

Lesieur, M., Sadourny, R., Satellite-sensed turbulent ocean structure, *Nature*, 294, 673, 1981.

Liu, W.T., Katsaros, K.B., Spatial variations of sea surface temperature and flux-related parameters measured from aircraft in the JASIN experiment, *Journal of Geophysical Research*, 89, C6, 10641-10644, 1984.

Millot, C., Wald, L., The effect of Mistral wind on the Ligurian current near Provence, *Oceanologica Acta*, 3, 4, 399-402, 1980.

Saunders, P.M., Space and time variability of temperature in the upper ocean, Deep-Sea Research, 19, 467-480, 1972.

Saunders, P.M., Tracing surface flow with surface isotherms, Mémoires de la Société Royale des Sciences de Liège, 6ème série, VI, 99-108, 1973.

Tanaka, S., Sugimura, T., Nishimura, T., Ninomiya, Y., Hatakeyama, Y., Compilation of the Kuro-Shio current vector map from NOAA-6/AVHRR data and consideration of oceanic eddies and the short period fluctuation of the Kuro-Shio, Japan Remote Sensing Review, 2, 3, 11-30, 1982.

Vukovich, F.M., The detection of nearshore eddy motion and wind-driven currents using NOAA-1 sea surface temperature data, Journal of Geophysical Research, 79, 6, 853-860, 1974.

Wald, L., Predictability of the oceanic current field from routine satellite surveys of the sea surface temperature field, Consulting Report for the European Space Agency, CTAMN/83/R/05, 1983.

7.3 Bibliographie du chapitre 4

Cox, C., Munk, W., Statistics of the sea surface derived from sun glitter, Journal of Marine Research, 13, 2, 198-227, 1954a.

Cox, C., Munk, W., Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter, Journal of the Optical Society of America, 44, 11, 838-850, 1954b.

Cox, C., Munk, W., Some problems in optical oceanography, Journal of Marine Research, 14, 1, 63-78, 1955.

Wald, L., Monget, J.M., SPOT et l'état de surface de la mer, Oceanologica Acta, 5, 4, 399-401, 1982.

Wald, L., Monget, J.M., Remote sensing of the sea state using the 0.8-1.1 μm channel, International Journal of Remote Sensing, 49, 2, 433-446, 1983a. Comments by Koepke and reply, 6, 5, 787-799, 1985.

Wald, L., Monget, J.M., Reflectance contrast observed by Landsat between a calm and a rough sea, Photogrammetric Engineering and Remote Sensing, 4, 2, 241-242, 1983b.

Wald, L., Monget, J.M., Sea surface winds from sun glitter observations, Journal of Geophysical Research, 88, C4, 2547-2555, 1983c.

7.4 Bibliographie des chapitres 5 et 6

Abbate, M., Marullo, S., Salusti, S., Small scale vortices and baroclinic instabilities in the Ligurian sea, In : The Ligurian Sea Dynamics and its Time Evolution, pp 49-67, Consiglio Nazionale delle Ricerche, TR 123, La Spezia, 1983.

Astraldi, M., Manzella, G., Meloni, R., Aggiornamento delle conoscenze sulle caratteristiche dinamiche del mar Ligure con particolare riguardo alla situazione costiera, Sintesi bibliografica (1969-1979), Consiglio Nazionale delle Ricerche, TR 102, La Spezia, 1980.

Atlas Européen du Rayonnement Solaire, vol. 1 : Rayonnement global sur les surfaces horizontales, édité par la Commission des Communautés Européennes, 1979.

Bernard, R., Menguy, G., Schwartz, M., Le rayonnement solaire. Conversion thermique et applications, Technique et Documentation, Paris, 215p, 1979.

Bethoux, J.P., Mean water fluxes across sections in the Mediterranean sea, evaluated on the basis of water and salt budgets and of observed salinities, *Oceanologica Acta*, 3, 1, 79-88, 1980.

Bethoux, J.P., Prieur, L., Nyffeler, F., The water circulation in the North Western Mediterranean sea, its relation with wind and atmospheric pressure, In : Hydrodynamics of semi-enclosed seas, J.C. Nihoul ed., Elsevier Publishing Corporation, 129-142, 1982.

Cano, D., Etude de l'enneuagement par analyse d'images de satellite. Application à l'évaluation du rayonnement solaire global au sol, Thèse 3ème cycle, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, ENST-E-82009, 1982.

Cano, M., Stocchino, C., Sulla circolazione delle correnti nel Golfo dell'Asinara e nelle Bocche di Bonifacio, Associazione Geofisica Italiana,

XV Convegno, Roma, 1966.

Chang, H.D., Hwang, P.H., Wilheit, T.T., Chang, A.T.C., Staelin, D.H., Rosenkranz, P.W., Monthly distributions of precipitable water from the NIMBUS 7 SMMR data, Journal of Geophysical Research, 8, D4, 5328-5335, 1984.

Crépon, M., Ekman pumping, manuscrit, 1985.

Crépon, M., Richez, C., Transient upwelling generated by two-dimensional atmospheric forcing and variability in the coastline, Journal of Physical Oceanography, 12, 12, 1437-1457, 1982.

Crépon, M., Wald, L., Monget, J.M., Low frequency waves in the Ligurian sea during december 1977, Journal of Geophysical Research, 87, C1, 595-600, 1982.

Csanady, G.T., The coastal jet conceptual model in the dynamics of shallow seas, In : The Sea, vol. 6, E.D. Goldberg ed., John Wiley, New York, 117-144, 1977.

Darchen, J., De Block, A., Le vent sur les côtes de la France métropolitaine, Méditerranée, Monographies de la Météorologie Nationale, 62, 2, 97 pp, 1968.

Demarcq, H., Applications de la télédétection infrarouge et visible en océanographie. Etude de la zone de dilution rhodanienne, observations des zones de production dans le golfe du Lion et estimation de l'éclairement solaire global en Méditerranée occidentale, Thèse 3ème cycle, Université d'Aix-Marseille 2, 1985.

Dugan, J.P., Characteristics of subsurface temperature structure and subsurface mesoscale features, Remote Sensing of Environment, 9, 109-113, 1980.

Elliot, A.J., Low frequency sea level and current fluctuations along the coast of northwest Italy, *Journal of Geophysical Research*, 84, C7, 3752-3760, 1979a.

Elliot, A.J., The effect of low frequency winds on sea level and currents in the gulf of Genova, *Oceanologica Acta*, 2, 4, 429-433, 1979b.

Esposito, A., Manzella, G., Current circulation in the Ligurian sea, In : Hydrodynamics of semi-enclosed seas, J.C. Nihoul ed., Elsevier Publishing Corporation, 187-204, 1982.

Gostan, J., Contribution à l'étude hydrologique de la mer Ligure, *Bulletin de l'Institut Océanographique de Monaco*, 1204, 46 pages, 1961.

Gostan, J., Résultats des observations hydrologiques effectuées entre les côtes de Provence et de Corse (6 Août 1962 - 30 Juillet 1964), *Cahiers Océanographiques*, 19, 1, 1-69, 1967.

Gostan, J., Contribution à l'étude hydrologique du bassin liguro-provençal entre la Riviera et la Corse, Thèse d'Etat, Univ. Paris, 1968.

Griffiths, R.W., Linden, P.F., The stability of buoyancy-driven coastal currents, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 5, 281-306, 1981.

Groupe TROPHOS, La campagne TROPHOS-1 en mer Ligure en mai 1982. Premiers résultats : situation hydrologique et biomasses zooplanctoniques, Communication au 28ème Congrès CIESM, Cannes, 1982.

Hela, I., Surface currents of the Ligurian sea, *Bulletin de l'Institut Océanographique de Monaco*, 60, 1268, 15 pages, 1963.

Helmer, R., Pollutants from land-based sources in the Mediterranean sea, *Ambio*, vol. 6, 6, 312-316, 1977.

Hua, B.-L., Modélisation numérique d'upwellings côtiers à l'aide d'une

méthode d'éléments finis. Application au golfe du Lion, Thèse d'Etat, Université Paris 6, 214p, 1981.

HYDROKOR - Résultats de campagnes à la mer du N/O Korotneff, Centre de Recherches Océanographiques de Villefranche sur Mer, a) années 1969-1971, fasc. 5, 1973, et b) années 1972-1973, fasc. 16, 1975.

Innamorati, M., Burrachi, G., Mannucci, M., Senesi, P., Chiazze termiche e fictoplantoniche nel mar Ligure, Campagna Ligure VI, Giugno 1981, Tiré-à-part de Istituto Botanico dell'Università di Firenze, 1983.

Lacombe, H., Tchernia, P., Caractères hydrologiques et circulation des eaux en Méditerranée, In : The Mediterranean Sea, D.J. Stanley ed., 26-36, Dowden, Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Paris, 1972.

Lamy, A., Etude de l'évolution d'un tourbillon par l'analyse objective, Journal de Recherches Océanographiques, IV, 4, 21-33, 1979.

Le Floch, J., Romanovsky, V., Circulation superficielle des eaux dans la partie orientale du bassin occidental de la Méditerranée, Travaux du Centre de Recherches et d'Etudes Océanographiques, 1, 1, 17p, 1954.

Le Floch, J., Sur les variations saisonnières de la circulation superficielle dans le secteur nord-est de la Méditerranée occidentale, Travaux du Centre de Recherches et d'Etudes Océanographiques, 5, 1, 5-26, 1963.

Le Pichon, X., Troadec, J.P., La couche superficielle de la Méditerranée au large des côtes provençales durant les mois d'été, Partie 1 et 2, Cahiers Océanographiques, 15, 5, 299-314, Partie 3, Cahiers Océanographiques, 15, 8, 527-539, 1963.

Lusetti, C., Stocchino, C., Considerazioni sulla circolazione delle correnti e sul bilancio idrologico del canale di Corsica, Rep. FC1104, Istituto Idrografico della Marina, Genova, 1981.

May, P.W., Climatological flux estimates in the Mediterranean Sea, Part 1 : Winds and wind stresses, Naval Ocean Research and Development Activity, NORDA Report 54, 59pp, 1982.

Millot, C., Some aspects of the dynamics of the Atlantic water in the Algerian basin, preprint.

Millot, C., Wald, L., The effect of Mistral wind on the Ligurian current near Provence, Oceanologica Acta, 3, 4, 399-402, 1980.

Millot, C., Wald, L., Upwelling in the gulf of Lion, In : Coastal Upwelling, Coastal and Estuarine Sciences 1, American Geophysical Union, 160-166, 1981.

Nelepo, B.A., Kuftarkov, Yu M., Kosnyrev, V.K., Effect of mesoscale eddies on ocean surface temperature, Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 14, 7, 545-550, 1978.

Orieux, A., Pouget, E., Le mistral. Contribution à l'étude de ses aspects statistiques synoptiques et régionaux, Monographie n°5 de la Météorologie Nationale, 1984.

Osterberg, C., Keckes, S., The state of pollution of the Mediterranean sea, Ambio, vol. 6, 6, 321-326, 1977.

Pedlosky, J., Geophysical Fluid Dynamics, Springer-Verlag, New-York, 624pp, 1979.

Prieur, L., Hétérogénéité spatio-temporelle dans le bassin liguro-provençal, Rapp. Comm. Int. Mer Médit., 27, 177-179, 1981.

Saint-Guily, B., Ecoulement plan autour d'un cercle, Compte-Rendus des Séances de l'Académie des Sciences, 250, 2920-2921, 1960.

Santoleri, R., Salusti, E., Dynamic heights and baroclinic instabilities in the Ligurian Sea, In : The Ligurian Sea Dynamics and its Time Evolution, pp 25-38, Consiglio Nazionale delle Ricerche, TR 123, La Spezia, 1983.

Saunders, P.M., The instability of a baroclinic vortex, Journal of Physical Oceanography, 3, 1, 61-65, 1973.

Shonting, D.H., Bartolini, C., Santa Lucia bank : a small seamount in the Ligurian sea, Archo Oceanogr. Limnol., 17, 157-168, 1971.

Stocchino, C., Testoni, A., Le correnti nel canale di Corsica e nell'arcipelago toscano, Rep. FC 1036, Istituto Idrografico della Marina, Genova, 1968.

Stocchino, C., Testoni, A., Nuove osservazioni sulle circolazione delle correnti nel mar Ligure, Rep. FC 1076, Istituto Idrografico della Marina, Genova, 1977.

Stocchino, C., Testoni, A., Sulle caratteristiche idrologiche delle acque del mar Ligure, Rep. FC 1036, Istituto Idrografico della Marina, Genova, 1978.

Tang, C.M., Baroclinic instability of stratified shear flows in the ocean and atmosphere, Journal of Geophysical Research, 80, 9, 1168-1175, 1975.

Taupier-Letage, I., Méthodes d'investigation en océanographie physique : dépouillement de la campagne DYOME, Manuscrit, 1984.

Trotti, L., Risultati delle crociere talassografiche nel mar Ligure e nell'alto Tirreno, Pubbl. 14, Centro Talassografico Tirreno, Genova, 1953.

Trotti, L., Report on the oceanographic investigations in the Ligurian and North Tyrrhenian Seas, Centro Talassografico Tirreno, Genova, 1954.

Wald, L., Mesoscale eddies detected in the Ligurian sea by satellite infrared radiometers. A statistic through the year, In : The Ligurian Sea Dynamics and its Time Evolution, pp 7-14, Consiglio Nazionale delle Ricerche, TR 123, La Spezia, 1983.

Wald, L., Utilisation du satellite NOAA 5 à la connaissance de la thermique océanique. Etude de ses variations saisonnières en mer Ligure et de ses variations spatiales en Méditerranée, Thèse 3ème cycle, Université Paris 6, 1980.

Wald, L., Monget, J.M., Albuissou, M., Byrne, H.M., A large scale monitoring of the hydrocarbons pollution from the Landsat satellite, In : Remote sensing for the control of marine pollution, 347-358, Plenum Publishing Corporation, 1984.

Wald, L., Monget, J.M., Albuissou, M., La pollution pétrolière en Méditerranée vue par Landsat, Méditerranée, Télédétection III, 61-68, 1983.

Wald, L., Nihous, G., Ligurian Sea : annual variation of the sea surface thermal structures as detected by satellite NOAA 5, Oceanologica Acta, 3, 4, 465-469, 1980.

White, W.B., A Rossby wake due to an island in an eastward current, Journal of Physical Oceanography, 1, 161-168, 1971.

CHAPITRE 8

PUBLICATIONS

8.1 Distribution moyenne des structures thermiques horizontales en
mer Ligure

Wald L., Nihous G.

Ligurian Sea : annual variation of the sea surface thermal
structures as detected by satellite NOAA 5.

Oceanologica Acta, 3, 4, 465-469, 1980.

8.2 Variabilité spatiale du champ thermique

Deschamps P.Y., Frouin R., Wald L.

Satellite determination of the mesoscale variability of the sea
surface temperature.

Journal of Physical Oceanography, 11, 6, 864-870, 1981.

8.3 Effet du Mistral sur le courant Ligure

Millot C., Wald L.

The effect of Mistral wind on the Ligurian current near Provence.

Oceanologica Acta, 3, 4, 399-402, 1980.

8.4 Mesure de l'état de surface de la mer

Wald L., Monget J.M.

Remote sensing of the sea-state using the 0.8-1.1 microns channel.

International Journal of Remote Sensing, 4, 2, 433-446, 1983.

Comments by Koepke P. and reply, 6, 5, 787-799, 1985.

* * * * *

Wald L., Monget J.M.

Reflectance contrast observed by Landsat between a calm and a rough
sea.

Photogrammetric Engineering and Remote Sensing, 49, 2, 241-242,
1983.

* * * * *

Wald L., Monget J.M.

SPOT et l'état de surface de la mer.

Oceanologica Acta, 5, 4, 399-401, 1982.

8.5 Mesure de la vitesse du vent

Wald L., Monget J.M.

Sea surface winds from sun glitter observations.

Journal of Geophysical Research, 88, C4, 2547-2555, 1983.

8.6 Ondes de basse fréquence en mer Ligure

Crépon M., Wald L., Monget J.M.

Low frequency waves in the Ligurian Sea during December 1977.

Journal of Geophysical Research, 87, C1, 595-600, 1982.

A N N E X E S

ANNEXE 1

CARACTERISTIQUES DES SATELLITES NOAA ET DES CAPTEURS AVHRR

1. Les satellites NOAA

Après NOAA-5, la NOAA a conçu une nouvelle série de satellites, la série TIROS-N, qui comprend les satellites TIROS-N et de NOAA-A à NOAA-G. Cette série a cependant été modifiée, à partir de NOAA-E, pour augmenter la charge utile (série Advanced TIROS-N). De plus, trois autres satellites ont été ajoutés (NOAA-H, -I et -J), pour étendre la durée du programme au moins jusqu'en 1990. Le tableau ci-dessous donne la période de service approximative de ces satellites.

<u>Satellite</u>	<u>Date de lancement</u>	<u>Opérationnalité</u>
TIROS-N	13 octobre 1978	19/10/78 - 30/01/80
NOAA-6 (A)	17 juin 1979	27/06/79 - 05/03/83
NOAA-B	29 mai 1980	N'a pas atteint l'orbite prévue
NOAA-7 (C)	23 juin 1981	24/08/81 -
NOAA-8 (E)	28 mars 1983	03/05/83

De même que la précédente série ITOS, ces satellites ont des orbites quasi-polaires et héliosynchrones, c'est-à-dire qu'ils survolent une même zone à la même heure locale.

Les paramètres d'orbite sont à peu près les mêmes pour tous ces satellites :

Inclinaison 99°
 Excentricité 0,001
 Période de révolution 102 minutes
 Altitude moyenne 850 km
 Nombre d'orbites/jour 14,1

<u>Satellite</u>	<u>Noeud ascendant (temps local)</u>	<u>Noeud descendant</u>
TIROS-N	1500	0300
NOAA-6	1930	0730
NOAA-7	1430	0230
NOAA-8	1930	0730

2. Les capteurs AVHRR

Ces satellites emportent divers instruments, parmi lesquels le capteur AVHRR, qui est un système à balayage perpendiculaire à l'avancée du satellite, à 4 (AVHRR/1) ou 5 (AVHRR/2) canaux.

Les fenêtres spectrales de AVHRR (en μ) sont les suivantes :

<u>Canal</u>	<u>TIROS-N</u>	<u>NOAA-6, 8, F</u>	<u>NOAA-7 -D -G à J</u>	<u>IFOV (mrad)</u>
1	00,550 - 00,90	00,580 - 00,68	00,580 - 00,68	1,39
2	00,725 - 01,10	00,725 - 01,10	00,725 - 01,10	1,41
3	03,550 - 03,93	03,550 - 03,93	03,550 - 03,93	1,51
4	10,500 - 11,50	10,500 - 11,30	10,500 - 11,30	1,41
5			11,500 - 12,50	1,30

Les fonctions de réponse spectrale varient fortement d'un capteur à l'autre, et il faut en tenir compte lors de la conversion des mesures en températures. Les canaux 3, 4 et 5 disposent d'un étalonnage à deux

points, à bord, composé d'un corps noir embarqué, de température contrôlée, et de l'espace intersidéral. La résolution radiométrique est d'environ 0,09 K à 300 K pour les canaux 4 à 5, d'environ 0,06 K à 300 K pour le canal 3, et pour les canaux 1 et 2, d'environ 0,5 %. Le bruit affectant les canaux 3 à 5 est blanc, isotrope et d'écart-type négligeable devant le pouvoir de résolution.

La résolution au sol est d'environ 1,1 km au nadir. Chaque pixel correspond à un incrément de rotation de 0,95 milliradians. Il y a donc 1,362 pixel par IFOV. La terre est vue sous des angles de $- 55,4^{\circ}$ à $+ 55,4^{\circ}$ et chaque ligne d'image est composée de 2048 pixels.

ANNEXE 2

TRAITEMENT NUMERIQUE USUEL DES IMAGES SATELLITAIRES

Ce traitement se décompose en deux parties :

- la conversion des mesures satellitaires en grandeurs géophysiques (température, luminance, rugosité de la surface, hauteur des vagues, etc...),
- la rectification géométrique permettant de mettre l'image satellitaire sous une quelconque projection cartographique.

Ces deux parties sont généralement indépendantes l'une de l'autre. Par exemple, dans le cas du capteur HCMR du satellite AEM-1, étant donné que ce capteur ne fournissait pas de paramètre de conversion, seule la rectification géométrique est possible.

En ce qui concerne la première partie, seul est traité dans les pages suivantes le cas des capteurs AVHRR des satellites NOAA. La conversion des mesures satellitaires en températures s'effectue indépendamment de toutes les considérations sur les perturbations du signal émis par la mer et présentées au chapitre 2. Les températures résultant de la conversion ne sont pas les vraies températures des corps terrestres, et ne sont que des températures dites de brillance, ou encore radiométriques.

1 L'étalonnage du capteur AVHRR des satellites NOAA

1.1 Principe

Le radiomètre AVHRR comprend cinq canaux, dont un dans le visible (C1), un dans le très proche infrarouge (C2), et trois autres dans l'infrarouge proche et moyen (C3, C4 et C5). Le principe de conversion est le même pour le capteur VHRR, plus ancien, qui ne comporte que deux canaux : visible et infrarouge moyen.

Les deux premiers canaux donnent des mesures de luminance que l'on peut transformer en réflectance à l'aide d'un étalonnage externe. Par contre, ce radiomètre est équipé d'un système d'étalonnage interne, qui permet la transformation des données (comptes numériques) des trois derniers canaux en mesures de la température des corps au sol.

Le principe de ce système est le suivant : on vise successivement, dans chaque canal, deux corps noirs dont les températures sont contrôlées, et l'on établit ainsi une relation entre les comptes numériques et les températures. Ces deux corps noirs sont constitués par le vide intersidéral et par un radiateur interne au radiomètre, dont la température est voisine de 15°C.

En réalité, il s'ajoute à ce principe simple une certaine complexité. Si les comptes numériques (CN) sont liés linéairement à la luminance, par contre, la relation liant luminance et température (relation intégrale de Planck) n'est pas simple et sera résolue numériquement pour chaque radiomètre en service, en fonction de la réponse spectrale des détecteurs. C'est pourquoi il est nécessaire, au cours du processus d'étalonnage, de convertir les CN en luminances, puis les luminances en températures.

1.2 Le corps noir interne

La température du corps noir est contrôlée par quatre thermistances

dites PRT (Platinum Resistance Thermometer). Pour chaque ligne de l'image, est enregistrée une valeur de PRT. Toutes les cinq lignes, on trouve, au lieu de la PRT, une valeur de référence qui permet de connaître, pour chaque ligne, la PRT qui lui est associée.

Sur toute la sous-scène, ces valeurs (exprimées en CN) seront sommées, puis transformées en températures grâce à un algorithme de conversion propre à chaque satellite, et enfin moyennées arithmétiquement. Cette température moyenne est appelée température cible. On calcule ensuite la luminance cible correspondante (notée N_c) grâce à une table de conversion calculée numériquement pour chaque canal et chaque radiomètre, au moyen de paramètres fournis par la NOAA à la mise en service du capteur. De même, on calcule un CN moyen correspondant aux visées de ce corps noir par le radiomètre dans les différents canaux. Pour chaque ligne de l'image, sont enregistrés dix groupes de trois valeurs (une valeur par canal thermique). On établit un histogramme de ces visées-cible pour chaque canal et pour toute la sous-scène, et le mode de chaque histogramme est le CN caractéristique de la visée de la cible pour chaque canal (noté X_c).

1.3 Le corps noir externe froid

Le deuxième corps noir est constitué par le vide intersidéral, dont la température est voisine de 0 K. Cependant, la luminance associée (N_{sp}) ne sera pas considérée comme nulle dans les canaux 4 et 5, afin de tenir compte de la non-linéarité de la réponse des détecteurs employés.

Enfin, de même que pour la cible, on calcule un histogramme des visées du vide dans chaque canal, dont on tire un CN vide, noté X_{sp} .

1.4 Relation CN - luminance

A l'aide des deux points précédemment définis, on peut établir une relation linéaire entre CN et luminance. Si G est le gain, B l'ordonnée à l'origine, N la luminance, et X le CN, on écrira :

$$N = GX + B$$

avec :

$$G = (N_{sp} - N_c) / (X_{sp} - X_c)$$

$$B = N_{sp} - G X_{sp}$$

1.5 Obtention des températures

Pour chaque canal de chaque radiomètre, on peut établir une table de conversion luminance - température (relation de Planck) à partir de paramètres fournis par la NOAA dans ses documents techniques. C'est cette table qui est employée pour transformer les luminances obtenues par la relation précédente, en températures.

2 Rectification géométrique

La rectification géométrique consiste à passer de la géométrie d'acquisition de l'image à une autre géométrie choisie.

2.1 Les corrections géométriques simples

Généralement, l'acquisition d'une image satellitaire s'effectue à l'aide d'un radiomètre à balayage à angle de visée constant. Le miroir visant la terre tourne autour d'un axe parallèle à l'axe de vol du satellite, effectuant une rotation en quelques millisecondes, une rotation complète constituant alors une ligne de l'image. C'est le mouvement d'avancée du satellite qui, juxtaposant les lignes successivement, créera l'image entière.

Durant l'acquisition de l'image, la terre tourne sur elle-même, et, par conséquent, décale l'origine des lignes par rapport à la trace au sol

de l'orbite.

D'autre part, si le satellite a un mouvement sud-nord au moment de l'acquisition, alors la première ligne de l'image (première ligne acquise) sera la plus sud, et la dernière ligne sera la plus nord. L'image apparaîtra donc renversée.

Enfin, étant donné que l'acquisition s'effectue par balayage, à angle de visée constant, et que la terre est sphérique, la surface des pixels n'est pas constante le long d'une ligne et varie en $(1 + \sin \mu)$, où μ est l'angle de visée.

Ces trois déformations sont corrigées à l'aide de formules trigonométriques sphériques, et sont illustrées pour deux d'entre elles sur la figure A2.1. L'image du haut représente la donnée satellitaire brute dans sa géométrie d'acquisition, corrigée sur l'image d'en-dessous. Le plus spectaculaire est l'uniformisation des surfaces des pixels, chaque pixel représentant maintenant une surface de $1 \times 1 \text{ km}^2$. La correction de la rotation de la terre peut être vue en s'apercevant que ce qui est une verticale dans l'image brute est devenue une oblique dans l'image corrigée.

2.2 Cartographie dans une projection choisie

Il est souvent nécessaire de disposer d'images satellitaires ayant la même projection cartographique et étant ainsi superposables les unes aux autres. Pour ce faire, deux techniques sont possibles : le calcul analytique ou l'estimation statistique, avec prise d'amers.

2.2.1 Méthode analytique

Si les paramètres d'orbite du satellite, ainsi que les paramètres d'attitude (roulis, tangage, lacet) sont connus avec précision au moment de l'acquisition, alors il est possible de calculer analytiquement la position géographique de chaque pixel, puis de recalculer sa position dans

la cartographie choisie. Outre la connaissance de nombreux paramètres, cette méthode nécessite de gros moyens de calcul.

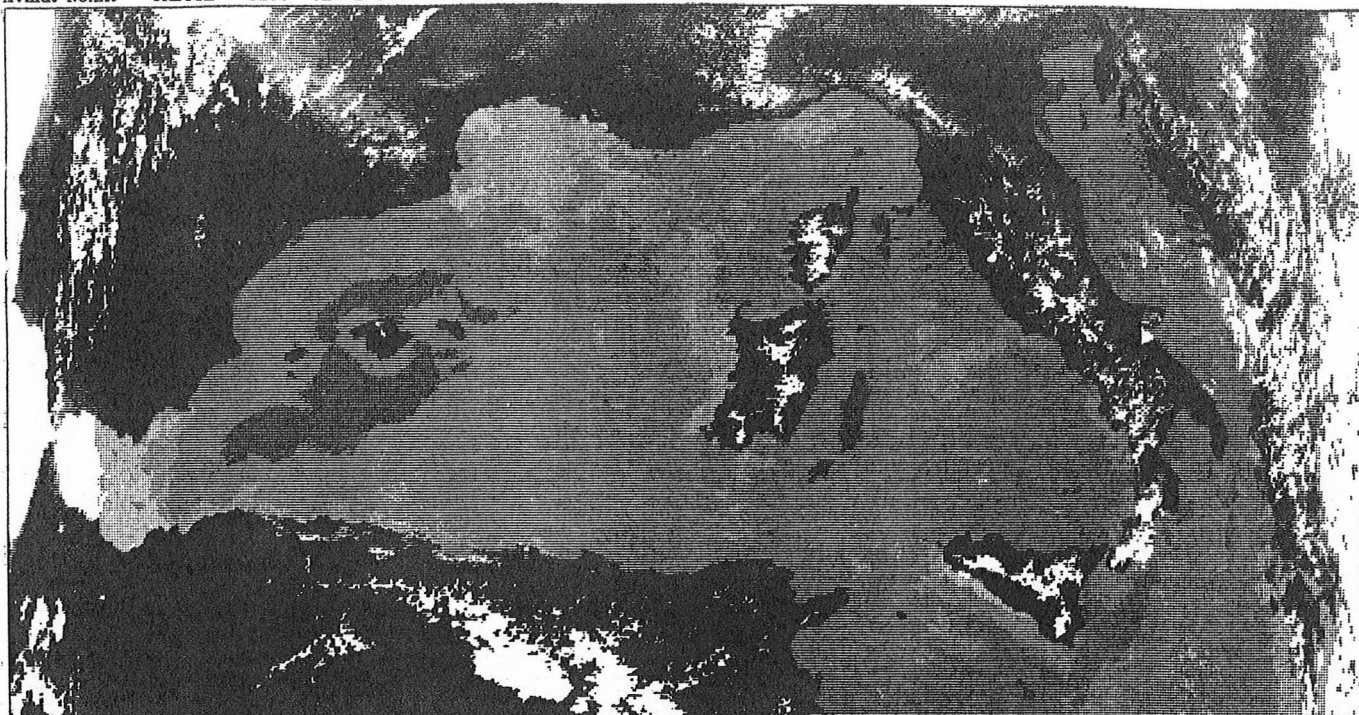
2.2.2 Estimation statistique avec prise d'amers

On pointe sur la carte de référence, puis sur l'image, quelques amers dont on récupère les coordonnées relatives dans chaque repère. Puis, en utilisant une méthode d'estimation statistique quelconque, on ajuste un modèle polynômial sur ces listes de coordonnées, modèle permettant de passer du repère de l'image à celui de la carte. Ce modèle est ensuite appliqué à chaque point de l'image.

Cette méthode est simple, et ne demande pas de gros moyens de calcul. Elle nécessite cependant un système de prise d'amers, et surtout il faut que l'image comporte un nombre suffisant d'amers, ce qui n'est pas le cas en haute mer. La précision de localisation par cette méthode est excellente, et l'écart-type résiduel est souvent inférieur au demi-pixel.



VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 01 *10.3:-11.3 MIC.
AVHRR NOAA7 ORBITE # 5860 12/ 8/1982 1343GMT/1080 LIGNES UTILES. QUICK-LOOK



VISUALISATION D'IMAGE MULTI CANAL : 01 *10.3:-11.3 MIC.
AVHRR NOAA7 ORBITE # 5860 12/ 8/1982 1343GMT. MEDITERRANEE OCCIDENTALE

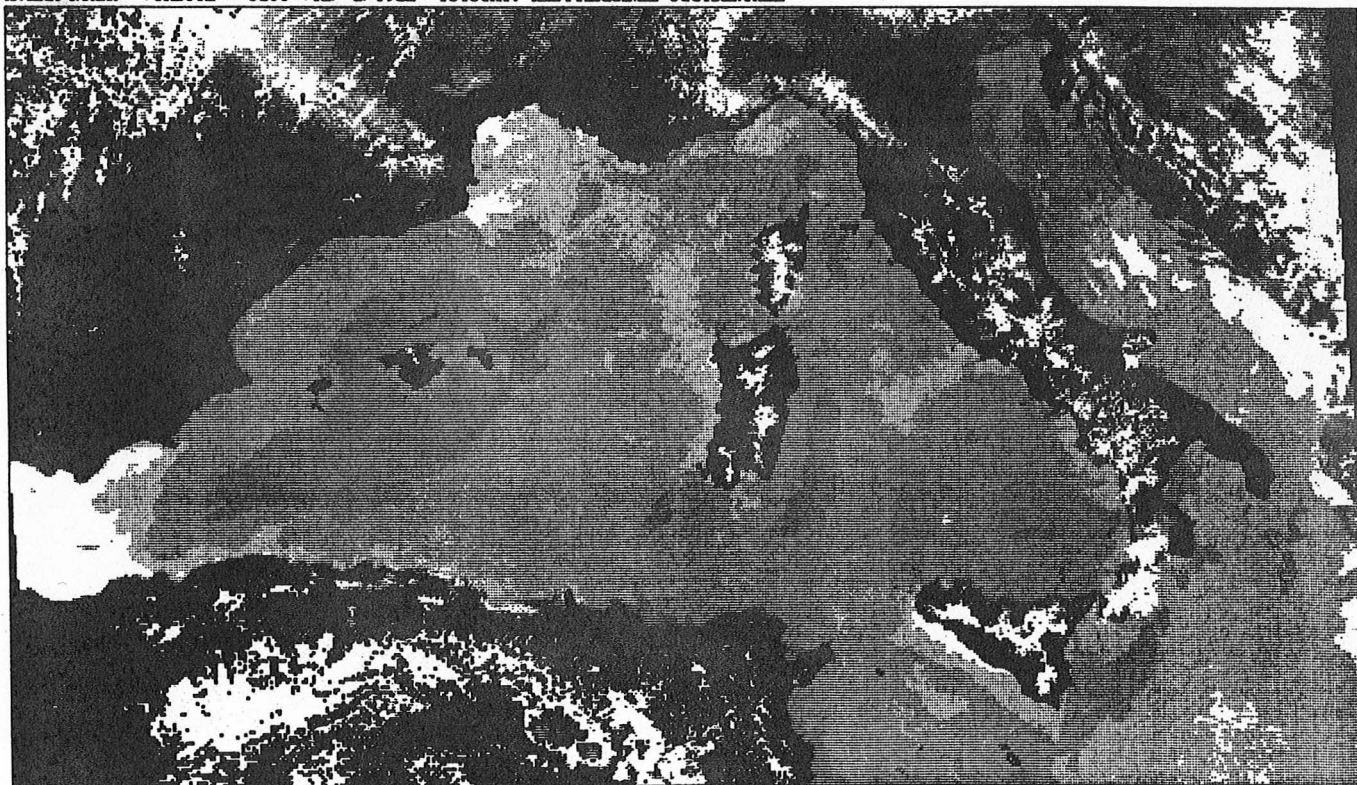


Fig. A2.1 Illustration des déformations géométriques élémentaires pour AVHRR. Voir le texte pour les explications.